Tome 19 SUPPLÉMENT AU N° 12 Décembre 1958

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

PHYSIQUE APPLIQUÉE

APPAREIL ANALOGIQUE SIMPLE POUR L'ÉTUDE DU TRAITEMENT D'UN LINGOT PAR LA MÉTHODE DE LA ZONE FONDUE

Par F. BERTEIN,

Laboratoire d'Électronique de la Faculté des Sciences (Fontenay-aux-Roses).

Résumé. — Description d'un *montage cinématique analogique* simple permettant d'étudier la purification d'un lingot ou plus généralement la redistribution d'un soluté dans un lingot par une zone fondue, au cours des diverses passes successives.

Abstract. — A simple analogue cinematical device for studying the zone refining process or more generally the variation of solute concentration in an ingot by zone melting during the successive operations.

Obtention analytique des courbes de concentration successives (Rappel). — Le principe de la méthode de fusion de zone sera supposé connu (voir par exemple [1], [2]). Les notations sont les suivantes :

k, coefficient de partage du soluté,

l, longueur de la zone,

$L + l$, longueur totale du lingot, x abscisse ($0 < x < L + l$),

$C_0(x)$ concentration initiale du soluté, uniforme ou non,

$C_n(x)$ concentration du soluté après la $n^{\text{ième}}$ passe.

Les répartitions $C_1(x)$, $C_2(x)$ ... s'obtiennent par récurrence, à partir de $C_0(x)$; $C_n(x)$ se déduit en effet de $C_{n-1}(x)$ à l'aide des règles suivantes :

a) Pour $0 < x \leqslant L$ (c'est-à-dire, sauf en ce qui concerne la dernière zone de longueur l) :

$$\frac{\mathrm{d}C_n(x)}{\mathrm{d}x} = \frac{k}{l}\left[C_{n-1}(x + l) - C_n(x)\right] \qquad (1)$$

la valeur initiale étant :

$$C_n(0) = \frac{k}{l}\int_0^l C_{n-1}(x)\,\mathrm{d}x. \qquad (2)$$

b) Pour $L < x < L + l$ (dernière zone du lingot), si la solidification s'y effectue « en bloc ».

$$C_n(x) = \frac{1}{k}\,C_n(L). \qquad (3)$$

Cette relation donne aux courbes $C_n(x)$ une terminaison en forme de marche de longueur l (*fig.* 1).

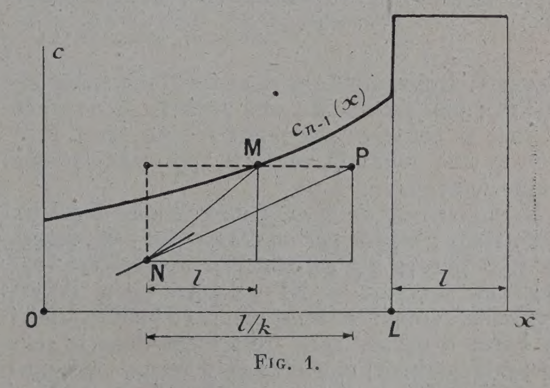


FIG. 1.

Principe d'un appareil analogique (*fig.* 1). — Soit la courbe $C_{n-1}(x)$ supposée connue. Considérons d'autre part un ensemble de trois points MNP astreint aux conditions suivantes :

N est le plus à gauche, les abscisses de M et P par rapport à N sont l, l/k, P est par suite à droite de M si $k < 1$ (cas du raffinage par fusion de zone) ; M est astreint à suivre la courbe C_{n-1}, MP reste horizontal, et à chaque instant le mouvement de N est dirigé vers P.

Soit $u(x)$ la courbe ainsi décrite par N ; la propriété précédente s'exprime immédiatement par

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} = \frac{k}{l}\,[C_{n-1}(x + l) - u(x)].$$

On voit que $u(x)$ est donnée par la même équation différentielle (1) que $C_n(x)$. On fera partir $u(x)$ du point initial défini par (2) et dans ces conditions : $u(x) = C_n(x)$; en d'autres termes N décrira la courbe $C_n(x)$, du moins dans le domaine de validité de (1), c'est-à-dire jusqu'à $x = l$.

Pour la dernière portion de longueur l, il suffira d'appliquer (3) à partir de la dernière position $C_n(L)$ obtenue pour N.

Description d'une réalisation possible (*fig.* 2). — On peut construire un montage simple fixé sous une

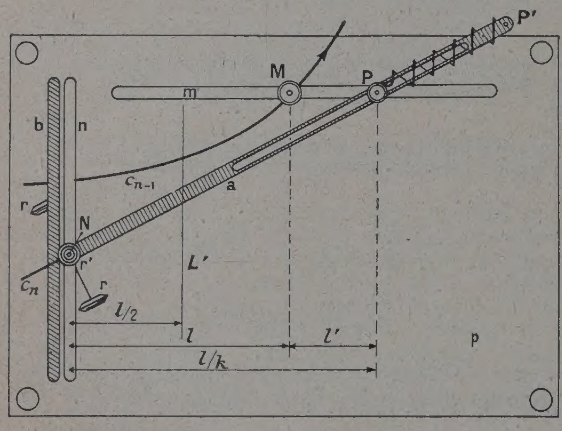


Fig. 2.

plaquette transparente p et comportant essentiellement : une pointe M ; une réglette a, pouvant tourner et coulisser par rapport à un pivot P et portant une pointe traceuse N appuyant sur une feuille de papier.

Le mouvement de N est guidé à l'aide des deux roulettes rr fixées de part et d'autre sur a et roulant sur la feuille, ce qui astreint N à se déplacer toujours en direction de NP ; d'autre part, l'écart d'abscisse l entre N et M est assuré en maintenant N en butée à gauche sans frottement dans le sens perpendiculaire à l'aide d'un petit ressort de rappel entre P et P′ et d'une petite poulie à gorge r′ pouvant rouler le long d'une réglette b. Il suffit de déplacer le montage par translation (MP doit rester horizontal) en maintenant M sur la courbe C_{n-1} ; N décrit alors C_n.

Condition de départ $C_n(0)$ (*fig.* 3). — Il est commode de travailler sur un graphique portant

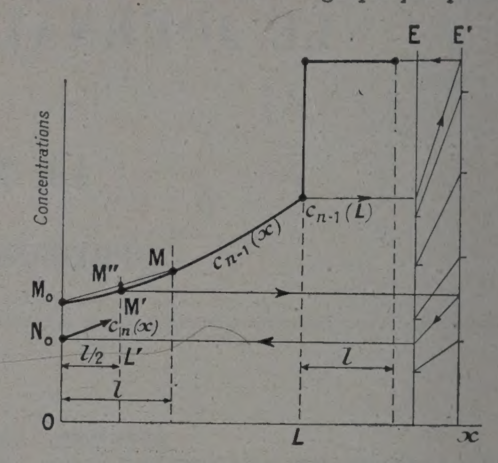


Fig. 3.

des *ordonnées graduées suivant deux échelles différentes* (calques superposés) :

1) échelle E sur laquelle on lira les concentrations $C_{n-1}(x)$, $C_n(x)$ . . . ;

2) échelle E′, $1/k$ fois plus grande (*fig.* 3).

La condition de départ (3) s'écrit en *première approximation* :

$$C_n(0) = kC_{n-1}\left(\frac{l}{2}\right).$$

La plaquette étant en position initiale P_0, on lira l'ordonnée du point M′ de C_{n-1}, d'abscisse $l/2$ repérée par un trait L′ tracé sur la plaquette ; le passage de l'échelle E à l'échelle E′ fournit la position de départ N_0 à donner à N.

Cette approximation est vraisemblablement suffisante pour les besoins pratiques, mais il est possible d'opérer avec une approximation supérieure, au prix d'une légère complication supplémentaire. A cet effet P étant en P_0, on relève le point M″ situé à l'intersection de L′ avec la droite M_0M (M_0 = départ de C_{n-1}, M d'abscisse l) et on opérera à partir de l'ordonnée, non pas de M′, mais du point situé au 1/3 de M′M″.

Tracé de la fin de la courbe C_n. — Le montage permet d'atteindre le point $C_n(L)$. On terminera aisément d'après (3) par un report d'ordonnée de l'échelle E à l'échelle E′ (cf. pour C_{n-1} : *fig.* 3).

Remarques (*fig.* 2). — Un même montage peut s'adapter à des ordres de grandeur très variés du fait que les choix des échelles sur les graphiques sont *a priori* arbitraires et peuvent, par suite, être adaptés en conséquence.

Une rainure m dans la plaquette p permet au surplus le réglage *a priori* des points M et P d'où une adaptation à des valeurs de k diverses.

Variantes des montages. — SIMPLIFICATION. — Posons MP $= l' = l\left(\frac{1}{k} - 1\right)$.

Si on fait décrire à P lui-même $C_{n-1}(x)$, N décrira $C_n(x + l')$ c'est-à-dire la courbe C_n décalée de l' à gauche, à condition que le départ N_0 soit décalé de même. La forme de la courbe C_n est ainsi conservée, ce qui seul importe. On élimine ainsi la pointe M.

TRACÉ SIMULTANÉ DE PLUSIEURS COURBES C_n. — Soit un montage comportant plusieurs équipages du type précédent, articulés les uns à la suite des autres à partir d'un pivot P porté sur la plaquette p, par exemple PN_1, $N_1 N_2$, $N_2 N_3$.

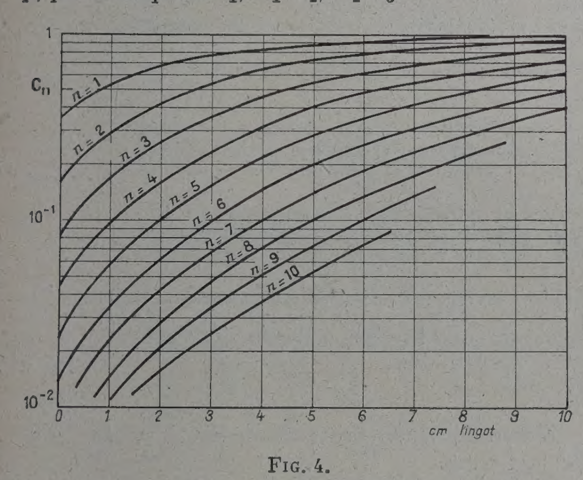


FIG. 4.

Il est clair que si l'on fait décrire à P une courbe de concentration, les points N_1 N_2 N_3 décriront les courbes suivantes, ex. : C_0, C_1, C_2, C_3, chacune décalée vers la gauche par rapport à la précédente.

On peut ainsi obtenir plusieurs tracés simultanément. On doit veiller bien entendu à régler les divers points de départ de N_1 N_2 N_3 et d'autre part à compléter chaque courbe à droite par une « marche » conformément à ce qu'on a vu dans le cas de l'appareil simple.

Intérêt de l'analogie cinématique. — Cette analogie fournit ainsi le tracé d'un certain nombre de courbes successives dont l'obtention mathématique ne peut être que très complexe dès que l'on s'écarte de cas élémentaires.

Elle permet de prévoir *a priori* certains aspects des graphiques. Les points successifs N_1 N_2 ... décrivent les uns vis-à-vis des autres des courbes dont la construction rappelle celle de la « courbe du chien », ce qui en permet une visualisation qualitative assez directe. On verra aisément par exemple que, du moins au début, une purification est d'autant plus rapide que la zone liquide l est plus longue. Rappelons, qu'en revanche, la limite obtenue théoriquement à l'aide d'un très grand nombres de passes est meilleure si l est faible : on peut penser à procéder tout d'abord avec l assez grand et continuer ensuite avec l faible. C'est là un type de problèmes pour lequel l'appareil cinématique peut préciser à l'avance des conditions opératoires favorables.

La figure 4 donne à titre d'exemple les courbes de répartition du phosphore dans le silicium obtenues par Suchet aux laboratoires de recherches de la Compagnie Saint Gobain [3].

Manuscrit reçu le 19 mai 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] PFANN, *Trans. Amer. Inst. Mining Met. Engrs*, 1952, **194**, 747.
[2] MONTARIOL, *Chimie et Industrie*, 1956, **75**, 57.
[3] SUCHET (J.), Communication présentée au Congrès international sur la Physique de l'état solide. Bruxelles, juin 1958.

SUPPLÉMENT AU N° 12.
TOME 19, DÉCEMBRE 1958, PAGE 124 A.

ENREGISTREMENT CONTINU DE LA CONDUCTIBILITÉ IONIQUE DE L'AIR AU VOISINAGE DU SOL

Par O. SALVADOR et H. MASSON,
Laboratoire de Physique Météorologique, Faculté des Sciences de Dakar.

Résumé. — La méthode de mesure utilisée est la méthode du courant gazeux. Un courant d'air est envoyé à l'intérieur d'un condensateur cylindrique dont l'armature extérieure est à la terre et l'armature intérieure connectée successivement aux bornes + et — d'une pile à travers une forte résistance $R = 10^{11}$ ohms.

L'armature centrale capte les petits ions de signe contraire à son propre signe, d'où apparition aux bornes de la résistance R d'une différence de potentiel proportionnelle à la grandeur à mesurer. Cette tension est mesurée au moyen d'un électromètre à condensateur vibrant.

L'enregistrement, à pointés, s'effectue en trois temps : 1) Conductibilité positive. — 2) Conductibilité négative. — 3) Marquage du zéro.

Selon la vitesse du courant d'air utilisé, l'appareil peut fonctionner soit en compteur d'ions, soit en enregistreur de conductibilité.

Abstract. — The method of measurement used is that involving a gas stream. A current of air is made to flow through a cylindrical condenser the outer electrode of which is earthed and the inner electrode successively connected up to the + and — terminals of a battery via a powerful resistance $R = 10^{11}$ ohms.

The central electrode traps those small ions which are of opposite sign to itself, and this produces a difference in potential at the resistor terminals which is proportional to the magnitude it is required to measure. This voltage is then measured by means of a free-condenser type electrometer.

The reading to be registered is obtained in 3 stages, as follows : 1) Positive conductance. — 2) Negative conductance. — 3) Zero marking.

This apparatus can be used either as an ion counter or as a conductance indicator, depending upon the velocity of the air flow.

But. — Le dispositif qui va être décrit permet de mesurer par la méthode connue du courant gazeux, la conductibilité de l'air. Suivant la vitesse du courant d'air utilisé, l'appareil peut fonctionner soit en compteur d'ions (dénombrement des petits ions contenus dans l'air) pour un courant d'air de faible vitesse, soit en enregistreur de conductibilité, pour un courant d'air de vitesse suffisante.

Principe. — L'appareil est dérivé du type Ebert et Gerdien. Il est constitué par un condensateur cylindrique. Le cylindre extérieur est à la terre. Une pile établit à travers une forte résistance $R_c = 10^{11}$ ohms une différence de potentiel de $\pm$ 9 volts entre les deux armatures. Un courant d'air est envoyé à l'intérieur du cylindre.

L'électrode centrale attire, suivant la borne de la pile à laquelle elle est connectée les ions positifs ou négatifs. La capture de ces ions provoque un courant de compensation débité par la pile. Le courant crée une différence de potentiel aux bornes de la résistance R_c.

Un électromètre à condensateur vibrant permet de mesurer cette différence de potentiel.

Description. — 1° Collecteur d'ions :

Tube extérieur : longueur $L = 30$ cm ; diamètre intérieur $2b = 5$ cm.

Électrode intérieure : longueur $l = 20$ cm; $2a = 1{,}8$ cm.

Potentiel appliqué : 9 volts.

Le collecteur proprement dit et la résistance 1×10^{11} sont enfermés dans un boîtier métallique étanche aux poussières. Une résistance de 20 W — 125 V permet de maintenir un degré d'humidité suffisamment bas à l'intérieur du boîtier. Le relais permettant le court-circuit se trouve également logé à l'intérieur du boîtier. La mise en court-circuit de cette résistance lors des inversions de polarité permet la charge et la décharge rapide du condensateur constitué par le collecteur. Le moteur d'aspiration et son hélice sont extérieurs au boîtier, et réunis au tube extérieur par un raccord souple.

2° Condensateur vibrant. — Le bloc contenant le condensateur vibrant est directement fixé au boîtier du collecteur. L'électro-aimant en fer feuilleté, parcouru par un courant de 1 000 cycles/seconde, met en mouvement un diaphragme en acier. Diaphragme et électro-aimant ont été prélevés sur un écouteur téléphonique de haute qualité. L'électro-aimant est également parcouru par le courant continu d'anode du tube oscillateur. Le courant d'excitation de 1 000 cycles/seconde est fourni par un oscillateur à résistances-capacités,

contenu dans le boîtier de l'amplificateur. La distance entre le diaphragme et l'électro-aimant est de 0,02 mm et la distance entre le diaphragme et l'armature fixe de 0,01 mm. En pratique, ces distances sont réglées expérimentalement afin d'obtenir le meilleur rendement.

L'état de surface des armatures du condensateur vibrant a une importance très grande ; la valeur et la stabilité du potentiel de contact en dépendent essentiellement. Les surfaces de l'armature fixe et de l'armature mobile sont plaquées or et parfaitement polies. H. Palewski [1] préconise de placer

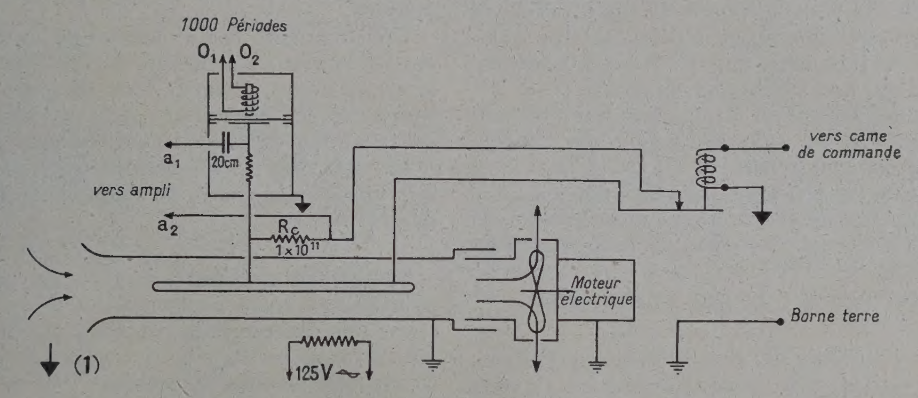


Fig. 1. — Collecteur d'ions. Condensateur vibrant.

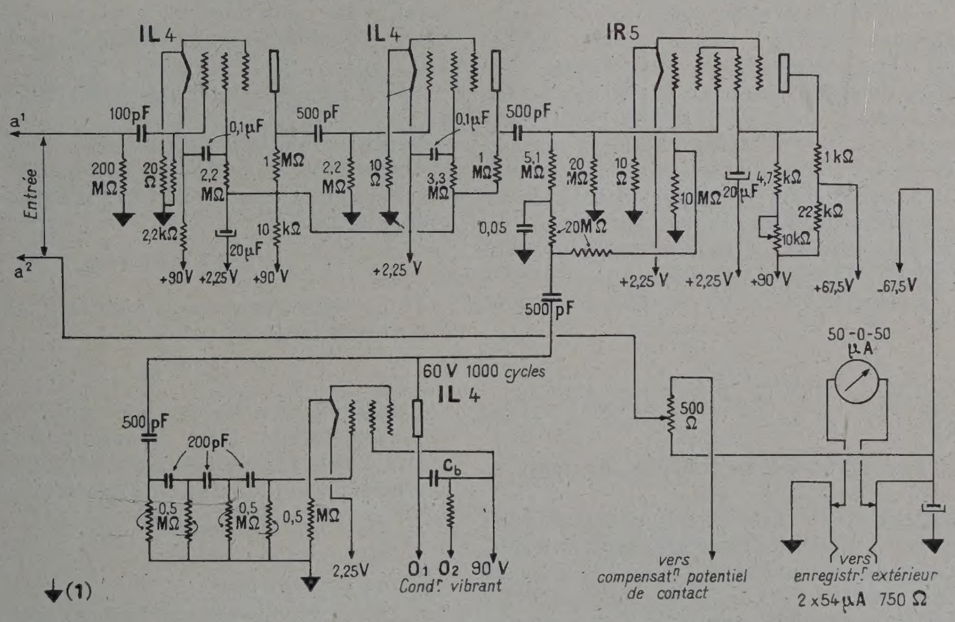


Fig. 2. — Amplificateur. Le châssis de l'amplificateur, isolé de la terre, est connecté à une borne de l'alimentation désignée par le signe rappelé en (1) sur les figures 1 et 2.

le condensateur dans un gaz neutre (argon) contenu dans une enceinte étanche au vide. Dans notre réalisation, l'enceinte est simplement étanche aux poussières. Le fonctionnement reste cependant correct et stable (potentiel de contact : 30 millivolts).

L'armature fixe est reliée à l'électrode interne du collecteur d'ions par une résistance de 2 000 mégohms et à l'entrée de l'amplificateur par un condensateur à air de 20 cm. Cette résistance de 2 000 mégohms et le condensateur de 20 cm sont contenus dans le bloc condensateur vibrant.

3° Amplificateur et détecteur. — Ils sont contenus dans le même boîtier cubique, lui-même fixé sur le bloc condensateur vibrant. L'amplificateur comprend deux tubes batteries IL4 à couplage résistance-capacité. Afin de réduire l'effet microphonique, le premier tube est enfermé dans un blindage massif, lui-même fixé au châssis par

l'intermédiaire d'une membrane en caoutchouc mousse.

Le détecteur du type synchrone comporte un tube IR5. Le signal amplifié est appliqué à la grille G3. Un signal synchrone provenant directement de l'oscillateur 1 000 cycles est appliqué à la grille G1. Suivant sa phase, le signal appliqué sur G3 provoque une augmentation ou une diminution du courant anodique. C'est cette variation de courant que l'on utilise dans la mesure.

Le gain de conversion du condensateur vibrant est environ 0,1. Le gain de tension de l'amplificateur est environ 4 000.

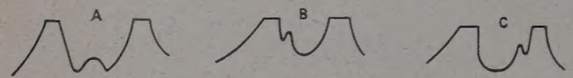
Une tension amplifiée de 0,1 volt appliquée à la grille G3 du tube détecteur donne une variation de tension sur la charge constituée par la résistance du microampèremètre (750 Ω) égale à 0,50 V, soit un gain en tension de 0,5. Le gain total est ainsi.

$$0{,}1 \times 4\,000 \times 0{,}5 = 200.$$

Ceci en l'absence de contre-réaction. Celle-ci, utilisée au taux de 100 % réduit le gain à 1. Ce taux de contre-réaction réduit également dans le facteur de 1 à 200 la dérive et les variations de gain.

L'impédance d'entrée, appliquée aux bornes de R_c (*fig.* 1) est supérieure à 1×10^{15} ohms.

Le réglage du condensateur Cb (*fig.* 2) aux bornes de l'électro-aimant permet de mettre exactement en phase ou en opposition de phase les signaux appliqués sur G3 et G1. Le réglage se fait commodément à l'oscilloscope. On observe, à l'aide de celui-ci, la forme du signal obtenu sur l'anode du tube IR5. Une tension continue de quelques millivolts est injectée à l'entrée du condensateur vibrant. Suivant le réglage de Cb on obtient les formes suivantes :



Le réglage A est évidemment le plus favorable.

Enregistrement. — L'enregistrement est du type à pointés. Il y a un pointé toutes les deux minutes. La résistance du galvanomètre est de 750 ohms et sa sensibilité de 54 — 0 — 54 microampère. La vitesse de déplacement du papier est de 1,5 cm par heure.

Commutation. — La commutation (*fig.* 3) a pour but d'appliquer successivement à intervalles de deux minutes, les tensions suivantes sur les armatures du condensateur collections d'ions :

1° + 9 V — ; 2° — 9 V + ; 3° court-circuit.

Les pointés successifs de l'enregistreur, en synchronisme avec les tensions appliquées, donneront donc : 1° une courbe des petits ions positifs ; 2° une courbe des petits ions négatifs ; 3° une courbe représentant la dérive du zéro.

La commutation de ces trois tensions (+ 9 V, — 9 V, 0 V) se fait par l'intermédiaire de deux relais, eux-mêmes commandés par deux cames, fixés sur un axe entraîné dans le rapport 1/3 par le moteur assurant les pointés de l'aiguille. Ces cames et leur axe ont été ajoutés à l'intérieur de l'enregistreur.

Une troisième came commande un relais placé dans le boîtier du collecteur d'ions, dont le rôle est, ainsi que nous l'avons déjà vu, de court-circuiter la résistance R_c, permettant ainsi la décharge et la charge rapide du condensateur collecteur.

Les tensions ± 9 V restent appliquées environ 2 minutes et le pointé de l'aiguille se fait à la fin de ce temps.

Théorie de la mesure. — Soit un condensateur cylindrique, entre les armatures duquel est maintenue une différence de potentiel V. On sait que si un courant d'air de vitesse U passe à l'intérieur de ce cylindre les ions de mobilité k et de signe contraire à celui de l'électrode centrale seront captés en totalité par cette dernière si la vitesse du courant d'air est inférieure à une vitesse limite U_1

$$U_1 = \frac{4\,kCV}{b^2 - a^2} \qquad C = \text{capacité du condensateur.}$$

Si nous admettons pour les petits ions une mobilité moyenne $k = 1{,}5$ cm/seconde/V la vitesse limite calculée avec les caractéristiques du collecteur d'ions est

$$U_1 \# 1 \text{ m/seconde.}$$

1° La vitesse du courant gazeux U est inférieure à la valeur limite U_1

$$U < U_1.$$

L'appareil fonctionne en compteur d'ions. Lorsque la tension ± 9 V est appliquee à l'électrode centrale et le régime permanent établi, la perte de charge due à l'afflux de petits ions est

$$dQ = neSU \text{ par seconde}$$
$$dQ = ne\,\pi(b^2 - a^2)\,U$$

n : nombre d'ions

S : surface traversée par les ions : $\pi(b^2 - a^2)$

e : charge élémentaire.

A cette déperdition de charge correspond un courant i :

$$i = \pi(b^2 - a^2)\,U.n.e$$

d'où aux bornes de la résistance R_c, une différence de potentiel

$$V' = \pi\,R_c(b^2 - a^2)\,U.n.e$$

d'où

$$ne = \frac{V'}{\pi(b^2 - a^2)\,UR_c}.$$

2° La vitesse du courant gazeux U est supérieure à la valeur limite U_1.

L'appareil fonctionne en enregistreur de conductibilité. Seuls sont captés les ions pénétrant dans le cylindre à une distance de l'axe inférieure à une valeur r_0 définie par

$$r_0^2 - a^2 = \frac{4\ kCV}{U}$$

et

$$U = \frac{4\ kCV}{r_0^2 - a^2}.$$

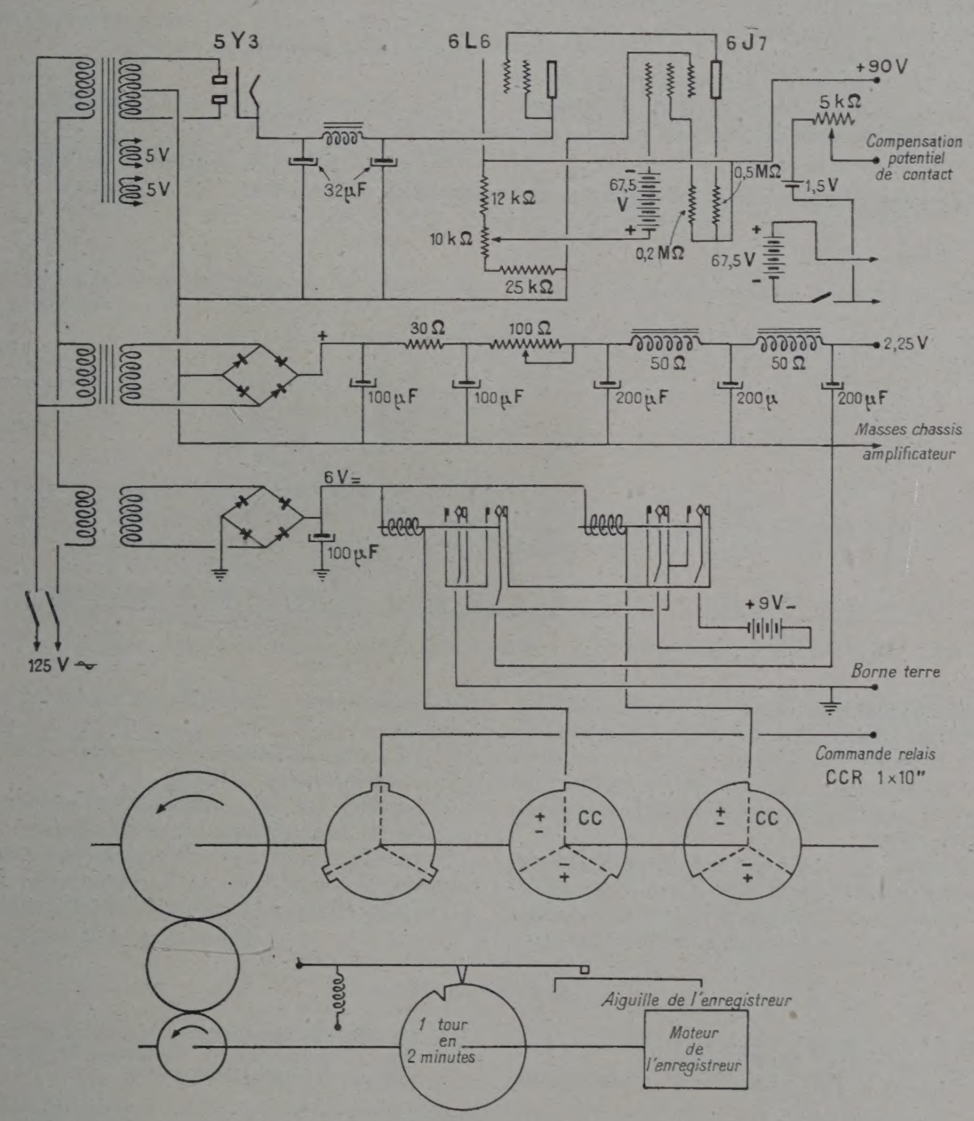


Fig. 3. — Enregistrement. Commutation. Alimentation.

Le courant i débité est alors :

$$i = nSUe = ne\,\pi(r_0^2 - a^2) \times \frac{4\ kC}{r_0^2 - a^2}$$

$$i = kne \times 4\pi\, C.$$

On sait que la conductibilité est définie par

$$\lambda = kne$$

d'où

$$i = 4\pi\lambda\, CV.$$

Il en résulte aux bornes de la résistance R_c une différence de potentiel

$$V' = 4\pi\lambda\, CR_c\, V$$

V étant toujours la différence de potentiel aux bornes du condensateur cylindrique, d'où

$$\lambda = \frac{V'}{4\pi\, CR_c\, V}.$$

Étalonnage de l'appareil enregistreur de conductibilité. — L'appareil fonctionne actuellement en enregistreur de conductibilité.

Il n'est pas nécessaire de connaître avec exactitude la vitesse du courant d'air. Il suffit de s'assurer qu'elle est supérieure à la vitesse limite.

La résistance R_c est mesurée par la méthode de déperdition de charge.

La capacité mesurée en tenant compte de la capacité de la portion du support de l'électrode centrale recevant le courant d'air est

$$C = 10 \text{ pF}. \quad (2)$$

Pour étalonner l'amplificateur, on applique une différence de potentiel connue aux bornes de la résistance R_c et on mesure la déviation correspondante de l'aiguille sur l'enregistreur. Nous avons trouvé qu'une différence de potentiel de 50 mV correspond à la déviation totale de l'aiguille d'un côté ou de l'autre du zéro.

La conductibilité qui correspond à toute la largeur de la graduation est donc :

$$\lambda = \frac{V'}{4\pi \, CR_c \, V} = \pm \, 4.10^{-4} \text{ UES}.$$

On peut réduire la sensibilité de l'appareil. La déviation est linéaire.

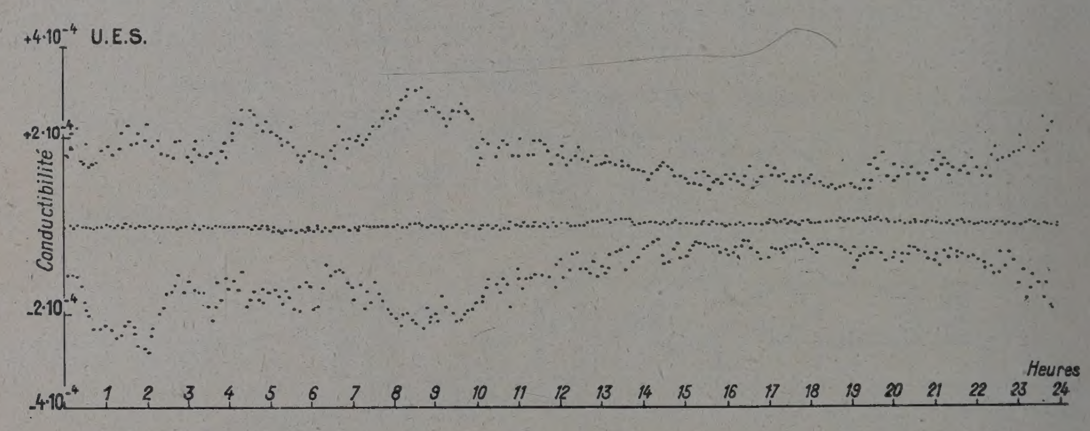


Fig. 4.

Mesures. Courbes obtenues. — Le laboratoire est situé à 7 km de Dakar, dans une région non polluée. La courbe ci-jointe (*fig.* 4) représente la variation de la conductibilité positive et négative en fonction du temps le 6 mai 1958. La courbe médiane indique la dérive du zéro.

La précision des mesures est essentiellement déterminée par la précision avec laquelle on détermine la capacité du collecteur d'ions et la résistance $R_c = 10^{11}$ ohms. On peut admettre que cette résistance et cette capacité sont mesurées avec une précision d'environ 5 %, ce qui donne une précision de 10 % pour la détermination de λ. L'erreur de pointé est inférieure à 10 %.

L'appareil est actuellement en service depuis un mois. Il donne jusqu'à présent satisfaction.

Nous exprimons nos remerciements aux Laboratoires de Constructions Électroniques LECEM qui se sont chargés de la réalisation de l'appareil.

Manuscrit reçu le 16 juin 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Palewsky (H.), Swank (B. K.) et Grenchik (R.), *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 305 à 308.

[2] Smith (L. G.), « The calibration of a continuously recording air-conductivity apparatus of the Gerdien type ». University of California, Institute of Geophysics, Scientific Report n° 6.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 12
TOME 19, DÉCEMBRE 1958, PAGE 129 A.

DÉTECTEUR DIRECTIONNEL DE RAYONNEMENT GAMMA

Par D. VERON,
École Supérieure de Physique et de Chimie de Paris.

Résumé. — L'appareil est destiné à repérer la direction dans laquelle se trouve une source de rayons gamma, de petites dimensions. Il est constitué par deux photomultiplicateurs, montés en opposition, et séparés par un écran de plomb.

Abstract. — This apparatus is designed to find the direction of a small source of gamma-rays. It consists of two photomultipliers connected in opposition and separated by a lead shield.

Ce travail a été exécuté dans le laboratoire de Physique atomique de l'École Supérieure de Physique et de Chimie, sous la direction de M. G. Dupuy.

Je remercie M. Labeyrie et M. Blanc, du Commissariat à l'Énergie Atomique, qui m'ont guidé dans cette étude.

I. Principe.

— Considérons deux détecteurs de rayons gamma, chaque détecteur étant constitué d'un photomultiplicateur et d'un cristal scintillateur. Ces deux détecteurs sont supposés identiques et dépourvus de toute directivité.

Assimilons les cristaux scintillateurs à deux points S_1 et S_2. Soit AB un écran de plomb placé

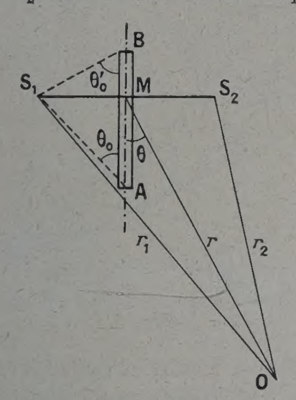


Fig. 1.

sur la médiatrice de $S_1 S_2$ (*fig.* 1). Une source de gamma est placée en O.

Les courants anodiques i_1 et i_2 débités respectivement par les photomultiplicateurs I et II (correspondant aux cristaux S_1 et S_2) sont sensiblement de la forme :

$$i_1 = \frac{k}{r_1^2} \quad \text{avec} \quad r_1 = OS_1$$

$$i_2 = \frac{k}{r_2^2} \quad \text{avec} \quad r_2 = OS_2$$

où k est une constante caractéristique des détecteurs.

La différence des courants i_1 et i_2 est

$$\Delta i = i_2 - i_1 = k\left(\frac{1}{r_2^2} - \frac{1}{r_1^2}\right) = k\,\frac{r_1^2 - r_2^2}{r_1^2 \cdot r_2^2}.$$

Posons OM $= r$ (M étant le milieu de $S_1 S_2$) et supposons $S_1 S_2 = l$ petit devant r :

$$\Delta i \# k \frac{l}{r^3} \sin \theta \qquad (1)$$

où θ désigne l'angle que font entre elles les directions MA et MO.

Posons tg $\theta_0 = MS_1/MA$ et représentons Δi en fonction de θ sur un diagramme polaire (*fig.* 2).

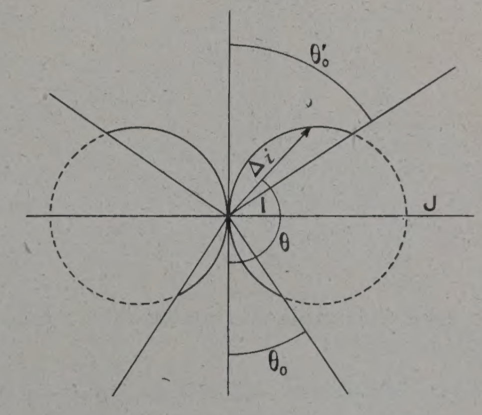


Fig. 2.

Quand θ varie de 0 à θ_0, r étant constant, l'extrémité du rayon vecteur (dont le module ρ = IJ sin θ est proportionnel à Δi) décrit un arc de cercle de diamètre IJ. Quand θ devient supérieur à θ_0, le faisceau incident de rayons gamma traverse l'écran de plomb avant d'atteindre le scintillateur S_1. Il y a alors absorption d'une fraction $1 - m$ de l'intensité

du faisceau correspondant égale à $1 - e^{-\mu a/\sin\theta}$ où μ est le coefficient d'absorption du plomb et a l'épaisseur de l'écran. D'où l'expression de Δi :

$$\Delta i = k\left(\frac{1}{r_2^2} - \frac{m}{r_1^2}\right). \qquad (2)$$

La comparaison des expressions (1) et (2) montre que pratiquement

$$k\frac{l}{r^3}\sin\theta \ll k\left(\frac{1}{r_2^2} - \frac{m}{r_1^2}\right).$$

De plus, $l \ll r$, et $i_2 \# i_1$ tant que $\theta < \theta_0$.

Par suite, Δi ne prend une valeur notable que pour $\theta > \theta_0$ et qui est très sensiblement donnée par l'expression :

$$\Delta i = \frac{k}{r^2}(1 - m) = i_1(1 - m). \qquad (3)$$

Pour un écran de plomb, la source émettrice étant du cobalt 60 (pics d'émission à 1,17 et 1,33 MeV), $\mu = 0{,}6426\ \text{cm}^{-1}$

et $$m = e^{-0{,}6426\, a/\sin\theta}.$$

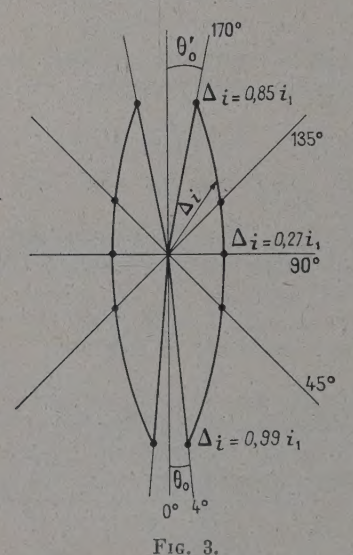


Fig. 3.

La figure 3 donne le diagramme obtenu avec les valeurs suivantes :

$a = 0{,}5$ cm, MA = 25 cm, MB = 10 cm, $S_1S_2 = 3{,}5$ cm.

Le diagramme montre qu'il est possible d'obtenir un effet directionnel en mesurant le courant Δi. Sa sensibilité au voisinage du zéro est assez grande.

Dispositif pratique. — Le détecteur directionnel comprend deux photomultiplicateurs du type 51 AVP, équipés de cristaux d'iodure de sodium, activés au thallium, de 25,4 mm × 38,1 mm (Quartz et Silice).

Les axes des photomultiplicateurs sont confondus, les faces extérieures des capots protecteurs des cristaux sont appliquées contre un écran de plomb circulaire E, de 10 cm de rayon et de 0,5 cm

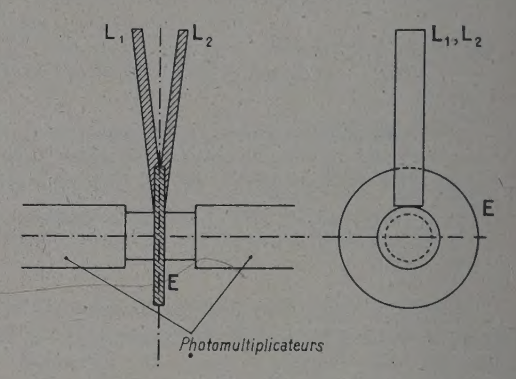


Fig. 4.

d'épaisseur (*fig.* 4). L'axe de l'écran E coïncide avec celui des photomultiplicateurs.

Deux lames de plomb L_1 et L_2 (25 × 5 × 0,5 cm) sont disposées comme l'indique la figure.

Le dispositif ainsi constitué est monté sur un support de caméra avec tête orientable, permettant des rotations autour de trois axes :

Z reste vertical et lié au support,

Y reste horizontal,

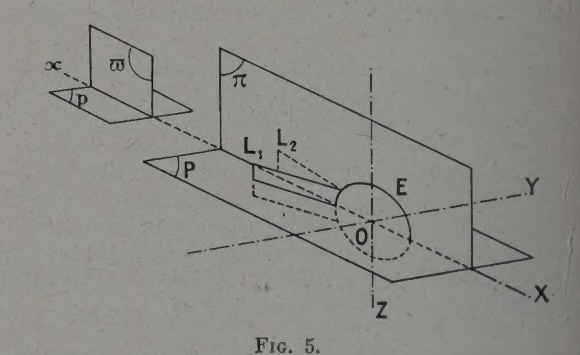


Fig. 5.

X est normal à Y et lié à l'appareil (*fig.* 5).

Le montage électrique est schématisé figure 6. La résistance réglable R_1 sert à amener les points C_1 et C_2 au même potentiel, les photomultiplicateurs ne débitant pas, en modifiant la résistance de charge de l'un des tubes EC 92 à cathode asservie.

Les deux ensembles photomultiplicateur-triode ne sont pas exactement identiques. La figure 7 montre que par un décalage convenable des tensions d'alimentation des photomultiplicateurs (effectué grâce au potentiomètre R_2), au voisinage de 1 500 volts, il est possible d'obtenir le même débit en courant, et ceci sur une plage de l'ordre de 200 volts, correspondant au domaine où les courbes sont sensiblement parallèles.

L'appareil de mesure est constitué par un galvanomètre balistique en série avec une résistance variable R_3 permettant de régler la sensibilité. Une

Fig. 6. — R_1 = 2 000 Ω, R_2 = 1 MΩ, R_3 = 500 kΩ.
Le pôle positif de la THT est à la masse.
G : galvanomètre balistique, résistance interne : 1 280 Ω, résistance critique : 5 000 Ω.

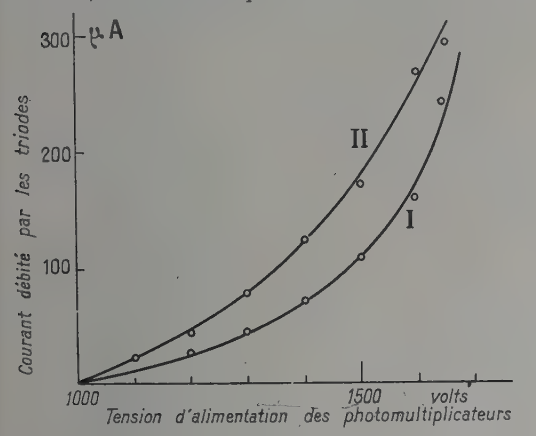


Fig. 7.

résistance de 2 kΩ en parallèle sur le cadre rend l'appareil apériodique. La valeur de R_3 étant de 50 kΩ, la sensibilité est de 0,32 mV (ce qui correspond à une différence des courants débités par les triodes de 1,6 μA) par mm.

Fonctionnement de l'appareil (*fig.* 5). — L'écran E d'une part, l'ensemble des lames L_1 et L_2 d'autre part, ont chacun leur rôle particulier.

Désignons par π le plan passant par E et par P le plan de symétrie de l'ensemble, normal à E. Soit d'autre part Ox la direction de la source à repérer. ϖ est le plan vertical passant par Ox, p le plan normal à ϖ passant par Ox. Si p est normal à l'axe Z, X et Y se trouvant alors dans le plan p, une rotation de 2π autour de Z donne un diagramme polaire analogue à celui de la figure 8. Il

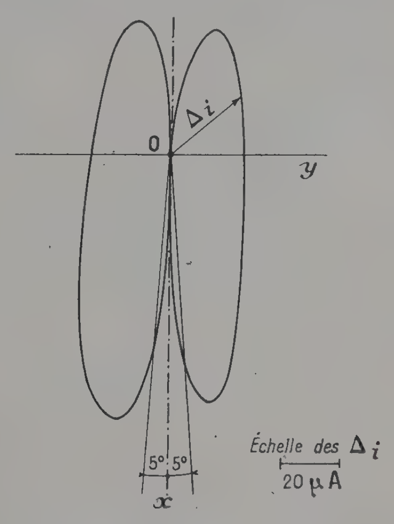


Fig. 8. — Ce diagramme est tracé dans les conditions suivantes : source de 50 microcuries de cobalt à 1 m. Choix de la sensibilité : 1 mm lu sur l'échelle pour une différence des courants débités par les triodes de 1,6 μA.

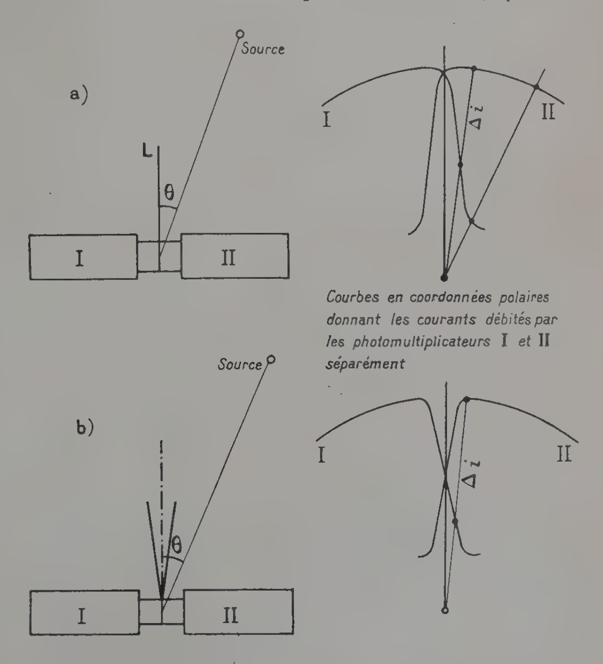


Fig. 9. — Les courbes, en coordonnées polaires, donnent les courants débités par les photomultiplicateurs I et II séparément.

est possible de repérer la direction Ox de la source : Δi s'annule lorsque le plan π passe par Ox. La sensibilité est beaucoup plus grande au voisinage

de zéro, lorsque les lames L_1 et L_2 sont dirigées vers la source, ce qui permet de lever le doute de 180°, qui subsisterait si le diagramme était symétrique par rapport à Oy.

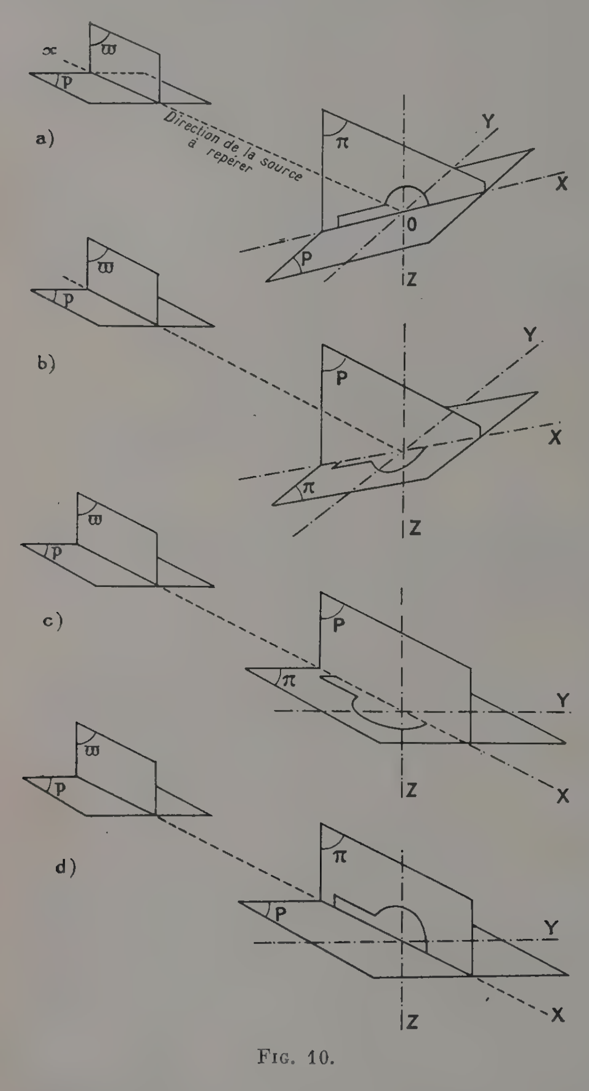


FIG. 10.

L'utilisation des deux lames L_1 et L_2 au lieu d'une seule, placée perpendiculairement à l'axe des photomultiplicateurs, accroît la sensibilité au voisinage du zéro.

En effet, la figure 9 montre que la différence des courants débités par chaque photomultiplicateur varie plus vite, autour du zéro, pour la disposition b que pour la disposition a. L'angle que font entre elles les lames de plomb L_1 et L_2 est réglé de façon à ce que les portions sensiblement rectilignes des courbes de débit se coupent vers leur milieu.

Une opération préliminaire permet d'amener approximativement (en utilisant uniquement l'écran E) le plan P sur le plan p.

La description complète de la recherche de la direction Ox est alors la suivante (*fig.* 10).

a) Une rotation autour de Z permet de faire passer le plan π par Ox ; *b*) une rotation de $\pi/2$ autour de X amène le plan P sur le plan ϖ ; *c*) une rotation autour de Y permet d'amener le plan π sur le plan p. Dans cette phase, ce sont les lames L_1 et L_2 qui interviennent ; *d*) une nouvelle rotation de $\pi/2$ autour de Y amène P sur p ; *e*) la dernière opération consiste, par une rotation autour de Z, à compléter la manipulation a, car cette fois, ce sont les lames L_1 L_2 qui sont utilisées et non plus l'écran E, ce qui donne une meilleure sensibilité et accroît la précision du repérage dans le plan correspondant.

Il est à remarquer que le réglage des tensions d'alimentation des photomultiplicateurs peut se faire simplement en agissant sur R_2, de manière à amener le galvanomètre au zéro, les écrans de plomb étant retirés.

Précision de l'appareil. — La précision est de l'ordre de $\pm$ 1° pour le repérage des plans ϖ et p, pour une source de cobalt de 50 microcuries à 2 mètres. En effectuant deux repérages en deux points différents, il est possible de localiser la source dans un cube de 7 cm d'arête environ.

La limite de sensibilité est atteinte pour une source de 50 μc à 3 mètres. La précision est alors de l'ordre de $\pm$ 3°. Une source de 10 millicuries environ a pu être facilement repérée à $\pm$ 1° près, à une distance de 25 mètres.

Conclusion. — L'appareil ainsi constitué est assez maniable, étant donnée la quantité relativement faible de plomb nécessaire (3 kg) et permet un repérage suffisamment précis pour localiser rapidement une source de rayonnement gamma. De plus, le montage en opposition de deux photomultiplicateurs élimine le bruit de fond et l'influence d'un rayonnement ambiant non localisé.

Manuscrit reçu le 28 juin 1958.

DISPOSITIF D'ÉTUDE DE POLARISATION PAR DIFFRACTION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES CENTIMÉTRIQUES

Par Mme A. MEVEL et J. MEVEL,
Faculté des Sciences de Rennes.

Résumé. — Les auteurs ont construit un appareil semi-automatique qui permet de déterminer l'état de polarisation d'une onde diffractée se propageant dans l'espace libre. Le principe est celui de l'analyseur tournant, la détermination des axes de l'ellipse de polarisation s'effectue à l'aide d'une présentation oscillographique. Après avoir calculé la forme des courbes correspondant aux diverses valeurs de l'ellipticité, on indique le schéma de fonctionnement de l'appareil, puis on décrit, avec plus de détails, les divers éléments originaux qui le constituent. On présente enfin un enregistrement d'oscillogramme obtenu à l'aide de ce dispositif.

Abstract. — A semi-automatic apparatus for measuring polarization of scattered waves in free space was constructed. It is a rotating analyser which permits determination of polarization ellipses by means of an oscillograph. We compute the curves corresponding to various values of ellipticity, then we show the block diagram of the apparatus. We describe in detail the various original components of the system and give a sample of the oscillographic patterns obtained.

Introduction. — L'appareillage que nous allons décrire est destiné à compléter un dispositif d'étude de la diffraction des ondes centimétriques déjà réalisé et publié par l'un de nous [2]. Rappelons que ce montage (*fig.* 1) comprend un système émetteur créant le champ d'ondes planes polarisées rectilignement où l'on dispose les corps diffringents et un système récepteur permettant de mesurer l'intensité et la phase de la radiation présente en tout point du champ.

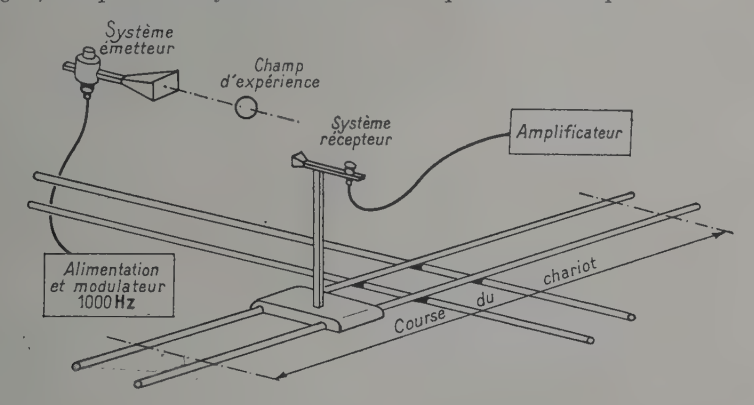


Fig. 1. — Principe d'un appareillage d'étude de la diffraction des ondes centimétriques.

Mais intensité et phase ne caractérisent pas complètement une onde électromagnétique, il est de plus nécessaire de définir son état de polarisation. L'objet de cet article est de décrire un dispositif semi-automatique qui permet de déterminer rapidement l'orientation et la grandeur des axes de l'ellipse caractérisant la polarisation. Quelques études ont déjà été effectuées à ce sujet, citons les travaux de Bohnert [1] sur les antennes pour ondes elliptiques.

Principe de la méthode. — Rappelons qu'en optique, deux procédés principaux sont utilisés pour déterminer les ellipses de polarisation : la méthode du maximum et celle de l'analyseur à pénombre. La première consiste à suivre les variations d'éclairement au cours d'une rotation complète d'un nicol analyseur, la seconde, à rétablir l'égalité d'éclairement de deux plages correspondant à la radiation incidente que l'on a fait tourner symétriquement par rapport au plan de l'analyseur.

L'analogue hertzien de l'analyseur à pénombre est l'appareil à deux sondes utilisé par de nombreux auteurs [3]. Très commode pour l'étude des phénomènes qui se passent dans des guides circulaires, ce

dispositif s'adapte mal aux recherches de diffraction du fait de son encombrement et de la nécessité de le munir d'un cercle gradué que l'on doit tourner à la main et qu'il est difficile de ne pas placer dans le champ d'expériences.

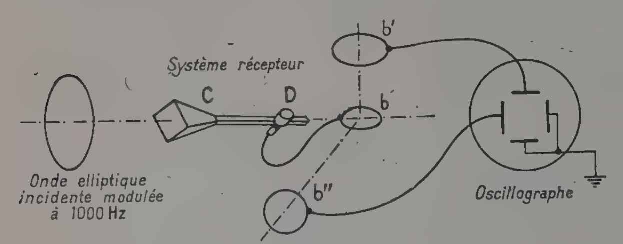


Fig. 2. — Principe de l'analyseur tournant.

Nous avons fixé notre choix sur l'analyseur tournant. L'inconvénient de ce procédé est le manque de précision des pointés angulaires, nous y avons remédié en remplaçant le repérage des extrema par l'estimation de la symétrie du diagramme polaire d'intensités reçues par l'analyseur tournant, au cours de sa rotation. La précision

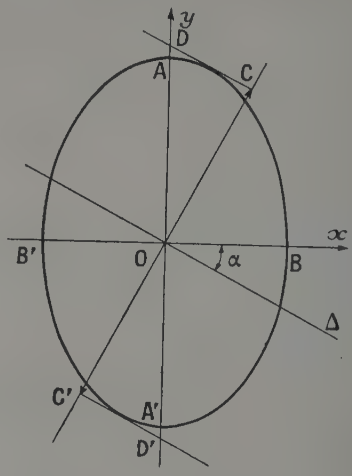


Fig. 3. — Calcul de l'intensité reçue par l'analyseur.

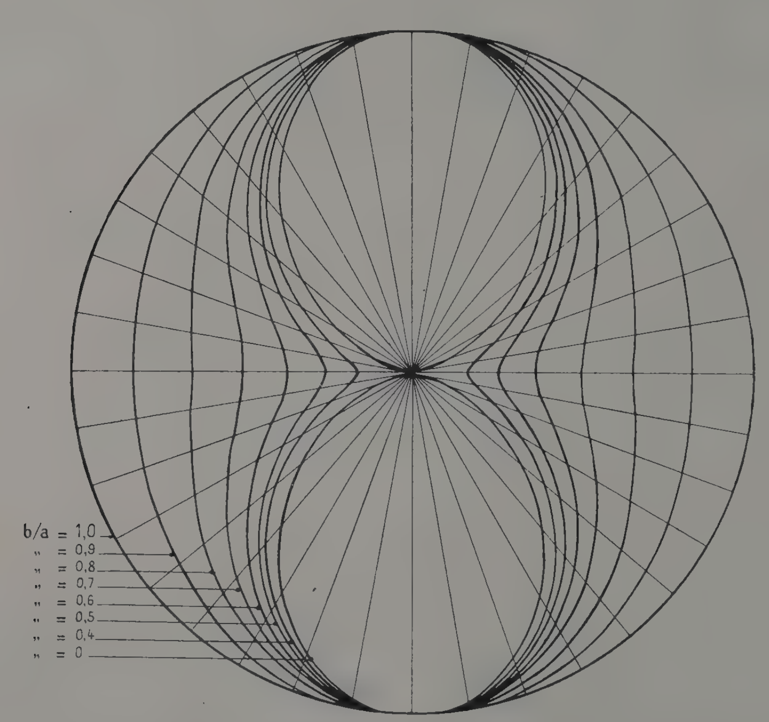


Fig. 4. — Intensité reçue par le cornet en fonction de l'ellipticité (graduation par 10°).

atteint alors, pour une radiation rectiligne, environ le demi-degré. Comme c'est aussi l'ordre de grandeur des erreurs du dispositif électromécanique associé à l'appareil, nous n'avons pas cherché à l'améliorer.

Le principe de la présentation du diagramme polaire sur écran oscillographique est le suivant (*fig.* 2) : Le cornet C transmet au détecteur D l'énergie hyperfréquence qu'il capte. Mais le guide rectangulaire qui lui est associé ne transmet, dans

les conditions d'emploi, que les ondes polarisées rectilignement dont le champ électrique est parallèle au petit côté du guide. L'ensemble constitue donc un analyseur. Une bobine plate b reliée invariablement au guide, reçoit le courant détecté. Elle tourne en face des deux bobines fixes b′, b″, rectangulaires entre elles et avec l'axe du cornet. Ces deux dernières sont connectées aux deux paires de plaques d'un oscillographe cathodique.

Le champ à haute fréquence produit par le système émetteur, est modulé à 1 000 Hz par des signaux rectangulaires [2]. En conséquence, la tension apparaissant aux bornes du cristal détecteur est formée de créneaux dont les composantes alternatives sont transmises par les bobines. A chaque instant, les tensions apparaissant aux bornes de b′ et b″ seront proportionnelles aux composantes horizontales et verticales de l'intensité

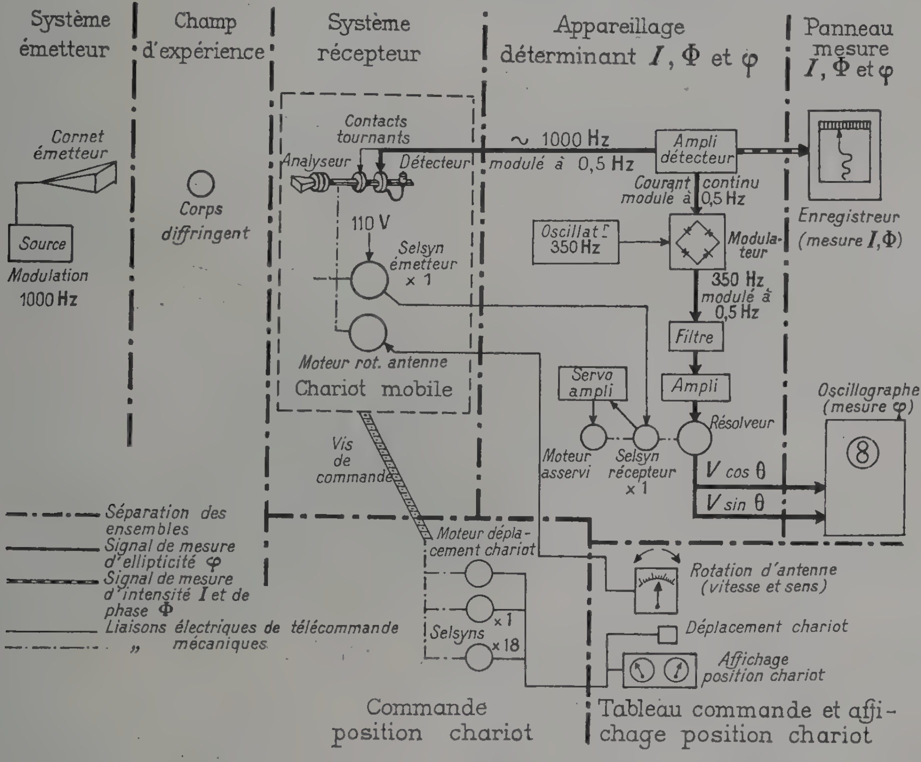


Fig. 5. — Dispositif pour la mesure d'ellipticité de la radiation diffractée.

recueillie par le cornet. Le mouvement du spot sur l'écran sera donc une sinusoïde, qui balaye une aire, dont la frontière représente le diagramme des intensités reçues par le cornet au cours de sa rotation. Comme cette sinusoïde a une fréquence bien supérieure à celle du balayage (2 000 fois environ), l'impression produite sera celle d'une surface continue limitée par une courbe nette (*fig.* 14).

Relevés oscillographiques correspondant aux diverses ellipticités des radiations. — Une vibration elliptique est caractérisée par la direction des axes de l'ellipse et par leur rapport appelé « ellipticité ».

Supposons — ce qui ne diminue pas la généralité — que le grand axe de l'ellipse soit vertical (*fig.* 3). Représentons la position du cornet par la trace CC′ sur le plan de l'ellipse de la perpendiculaire au grand côté du guide — c'est-à-dire du vecteur champ électrique qui est reçu par le cornet. L'amplitude de la vibration détectée est, comme on le sait, représentée par la projection de l'ellipse de polarisation sur la trace de l'analyseur.

Soit Δ la perpendiculaire à CC′ de coefficient angulaire $m = \text{tg}\ \alpha$. Les tangentes DC, D′C′, à l'ellipse, parallèles à Δ sont représentées par l'équation globale :

$$y = mx \pm \sqrt{b^2 m^2 + a^2}.$$

On en déduit que

$$DD' = 2\sqrt{b^2 m^2 + a^2}$$

l'amplitude reçue par l'analyseur est alors :

$$CC' = DD' \cos\alpha = 2\sqrt{b^2 \sin^2\alpha + a^2 \cos^2\alpha}$$

ce qui donne pour l'intensité (le détecteur étant quadratique)

$$I = 4(b^2 \sin^2 \alpha + a^2 \cos^2 \alpha).$$

La figure 4 représente la répartition d'intensité pour diverses valeurs de l'ellipticité, le grand axe étant supposé vertical. On constate que la position des axes est très bien définie par les minima correspondant à la direction 0° lorsque $e \leqslant 0{,}8$. Ensuite la précision diminue beaucoup. Ceci est vrai quel que soit le procédé d'analyse utilisé (y compris le système à pénombre).

Réalisation du dispositif (fig. 1 et 5). — Pour faciliter la compréhension, les divers éléments ont été groupés en 6 ensembles. En fait, dans le montage réel, les divers groupes s'interpénètrent plus ou moins.

1. Système émetteur. — La source est un klystron QK 291 (fréquence 30 000 MHz, puissance 40 milliwatts). Une tension en créneaux à 1 000 Hz la module à 100 %. Un système de guides et d'éléments de mesure transmet l'énergie du klystron au cornet émetteur qui la rayonne.

2. Champ d'expériences. — A 40 centimètres environ en avant du cornet émetteur, le champ obtenu est plan et uniforme dans une région circulaire d'environ 25 cm de diamètre, centrée sur l'axe du système. C'est dans cet espace que l'on dispose les corps diffringents à étudier.

3. Système récepteur. — Le cornet récepteur est monté sur un chariot qui se déplace sur des glissières rectilignes, placées de manière que la course du cornet soit une droite horizontale perpendiculaire à l'axe du système et le coupant. L'énergie captée par le cornet est dirigée par guides sur un détecteur. La tension continue produite (modulée à 1 000 Hz et surmodulée à 0,5 Hz par la rotation de l'analyseur) est transmise par contacts tournants à l'appareillage de mesure de l'intensité I, de la phase Φ, et de la polarisation φ.

De plus, un selsyn introduit à chaque instant dans le même système la position angulaire du cornet que fait tourner un moteur diphasé.

4 et 5. Appareillage déterminant I, Φ et φ et panneau de mesure. — Ce dispositif comprend deux voies correspondant à la détermination de I, et Φ d'une part, de φ d'autre part.

a) *Appareillage commun aux deux voies.* — L'énergie provenant du système récepteur est transmise à un amplificateur à bande étroite (15 Hz à 3 dB) centrée sur 1 000 Hz, puis détectée. A la sortie de ce dernier, on recueille un signal continu, modulé à 0,5 Hz, variable de 0 à 0,1 volt.

b) *Voie I*, Φ. — Pour déterminer I et Φ, on laisse le cornet immobile et l'on mesure ou enregistre la tension provenant de l'amplificateur [2], ou la tension d'interférence avec un signal de phase connue (Φ). Nous renvoyons pour tous détails à la référence [2].

c) *Voie* φ. — Pour déterminer l'état de polarisation, on fait tourner le cornet et l'on transmet le signal continu sortant de l'amplificateur à un modulateur en anneau. Ce dernier fournit une différence de potentiel alternative de fréquence 350 Hz proportionnelle à la tension continue d'entrée. Après filtrage et amplification, ce signal alternatif est envoyé dans la bobine fixe d'un résolveur dont les bobines mobiles rectangulaires sont reliées aux deux paires de plaques d'un oscillographe cathodique. Sur l'écran à longue rémanence, on voit se dessiner la courbe de polarisation.

Le synchronisme entre les rotations du cornet et du résolveur est obtenu à l'aide d'un servomoteur que nous décrirons plus loin.

6. Commandes de position du chariot. — Le déplacement du chariot est commandé à partir d'un pupitre situé en dehors du champ d'expériences. Une télé-indication par selsyns permet de repérer à tout instant la position du cornet le long de sa trajectoire. De cette manière, on peut effectuer commodément tous les réglages sans jamais risquer de perturber le champ d'expériences.

Description des éléments principaux du système. — 1. Analyseur tournant. — Il est constitué (*fig.* 6) par un petit cornet relié par guides à une

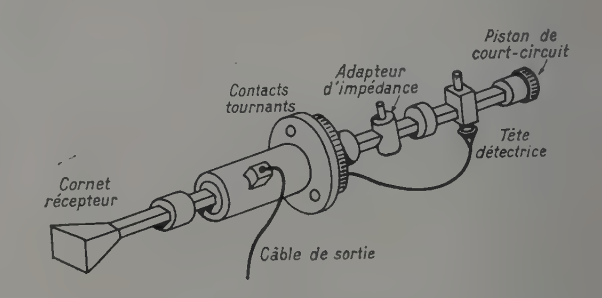


Fig. 6. — Analyseur tournant.

tête détectrice. Un adaptateur d'impédances et un piston de court-circuit de conception classique complètent le dispositif.

L'un des guides intermédiaires de l'analyseur (*fig.* 7) est monté à l'intérieur de roulements à billes, ce qui permet de faire tourner l'appareil autour de son axe. Ce guide porte également un engrenage d'entraînement et deux bagues dont l'une est reliée à la masse et l'autre isolée. La sortie du détecteur est connectée à ce système de bagues,

deux frotteurs fixes permettent de transmettre les tensions détectées à l'amplificateur.

La matière des contacts a une grande influence sur la tension de bruit qui y apparaît. C'est pourquoi nous avons fabriqué les bagues en bronze recouvert d'argent par brasure, les balais sont formés de lames en bronze au bérylium portant des masselottes d'argent, si bien que le contact s'effectue argent sur argent. Dans ces conditions la tension de souffle qui y prend naissance est négligeable.

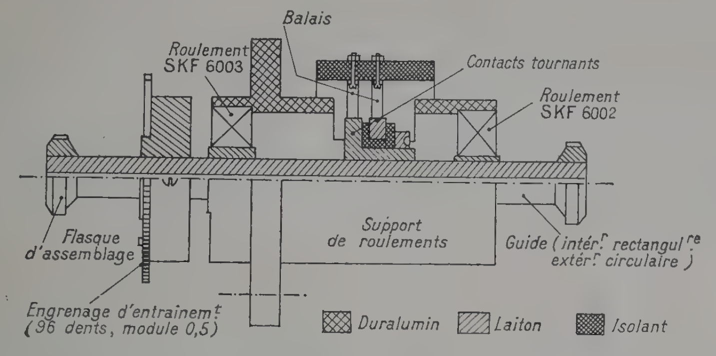


Fig. 7. — Dispositif d'entraînement de l'analyseur tournant.

2. Modulateur en anneau. — La tension continue modulée à 0,5 Hz qui apparaît à la sortie de l'amplificateur détecteur doit être transformée en un signal alternatif pour être transmise par le résolveur. De plus, il est intéressant que le rapport des deux tensions soit constant (modulation linéaire). Comme la fréquence porteuse est basse (350 Hz), on peut utiliser le modulateur en anneau basé sur la variation de résistance d'une diode au germanium en fonction de la tension continue qui

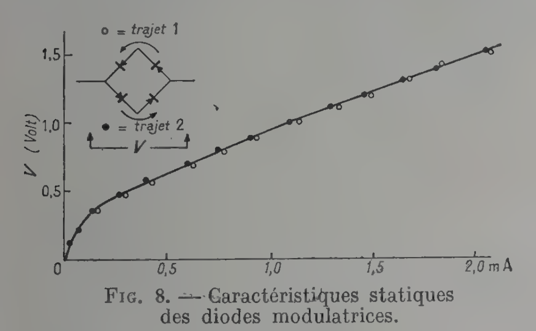


Fig. 8. — Caractéristiques statiques des diodes modulatrices.

lui est appliquée (*fig.* 8). Constituons avec quatre diodes identiques un circuit en pont (*fig.* 9) : les transformateurs utilisés ont un rapport unité et les points milieux sont supposés parfaitement équilibrés.

Si les points A et B sont au même potentiel, continu, le circuit constitue un pont de Wheatstone équilibré, aucune tension n'apparaît au transformateur de sortie.

Si nous appliquons une différence de potentiel continue entre A et B, le courant passe dans les enroulements des transformateurs et atteint les diodes. Deux d'entre elles sont parcourues dans le sens conducteur, les deux autres en sens inverse. Il en résulte que la résistance des deux premières décroît, tandis que celle des deux autres croît. Le pont est alors déséquilibré et une tension apparaît à la sortie. Une inversion du sens de la différence de potentiel entre A et B produit un déphasage de π à la sortie.

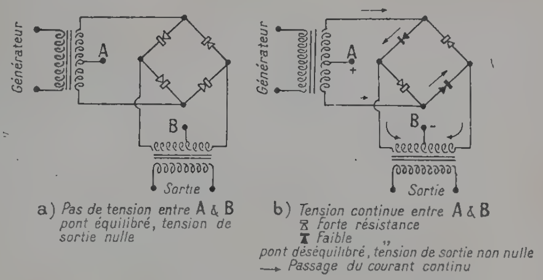


Fig. 9. — Principe du modulateur en anneau.

La linéarité du montage pour les faibles signaux est illustrée par la figure 10 qui représente le gain de conversion du système pour diverses valeurs de la tension alternative d'entrée.

Le dispositif réel est représenté figure 11, avec les portions intéressantes des étages de sortie de l'amplificateur détecteur. On voit que l'entrée du modulateur en anneau s'effectue à l'aide d'une cathode suiveuse différentielle fournissant le signal continu sous basse impédance et permettant d'équilibrer le montage.

La sortie du modulateur est reliée à un filtre passe-bas de fréquence de coupure 400 Hz, qui élimine les harmoniques pouvant résulter de la modulation. La tension sinusoïdale obtenue est amplifiée par un dispositif à gain constant et transmise au résolveur.

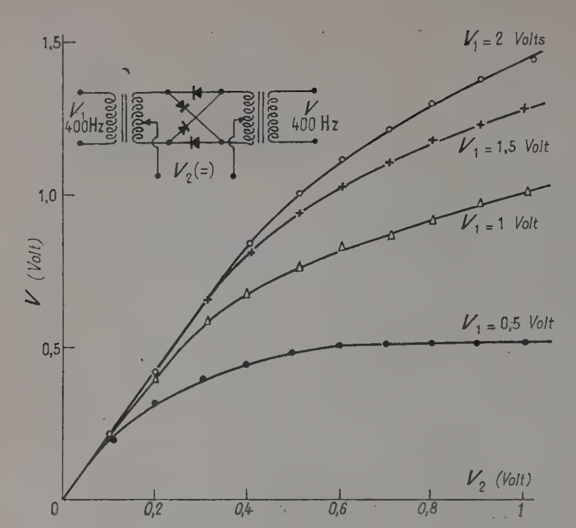


FIG. 10. — Caractéristiques de conversion du modulateur.

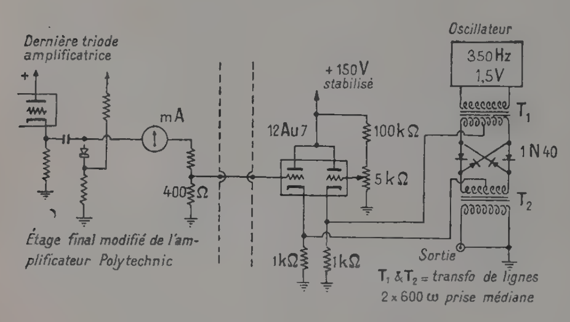


FIG. 11. — Modulateur en anneau.

3. SERVOMÉCANISMES DE ROTATION DU RÉSOLVEUR. — La rotation d'antenne (*fig.* 12) est effectuée par un moteur diphasé spécial, dont la vitesse est à peu près proportionnelle aux tensions appliquées. Un potentiomètre permet de la faire varier, et même de l'inverser, cette disposition s'est avérée très commode pour les mesures.

L'engrenage fixé au cornet tournant entraîne, avec un rapport unité, un selsyn émetteur dont les enroulements fixes sont connectés à ceux d'un selsyn récepteur. Ce dernier est relié au rotor du résolveur par des engrenages de rapport 1. Quand les bobines mobiles des deux selsyns sont parallèles, aucune tension n'apparaît aux bornes du rotor du récepteur, si elles font un angle, il apparaît une différence de potentiel dont la grandeur et la phase sont fonction de la grandeur et du sens du décalage.

Ce signal d'erreur est introduit dans un amplificateur dont la sortie est connectée à un moteur diphasé identique à celui qui assure la rotation d'antenne. Le sens des connexions est tel que le signal d'erreur tende à s'annuler. Il en résulte que les axes restent toujours parallèles.

La conception de l'amplificateur relève d'une technique classique (*fig.* 13). Le filtre situé à l'entrée sert à la stabilisation.

4. AFFICHAGE ET COMMANDE DE LA POSITION DU CHARIOT. — Pour les études de diffraction, il est nécessaire de connaître avec précision la position du chariot le long de sa trajectoire et de pouvoir le guider sans entrer dans le champ d'expériences.

Son déplacement est commandé (*fig.* 5) par une vis reliée, par des réducteurs de vitesse, à un moteur synchrone que l'on peut faire tourner dans l'un ou

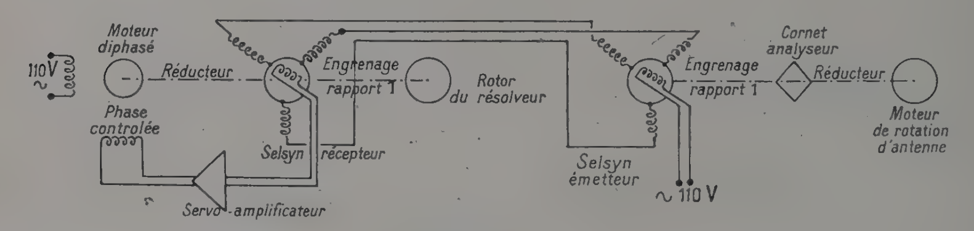


FIG. 12. — Servomécanisme d'entraînement du résolveur.

l'autre sens. Comme nous l'avons montré ailleurs [2], le moteur synchrone permet de rendre, par l'intermédiaire du paramètre temps, les déplacements du papier d'un enregistreur proportionnels à la course du chariot.

L'affichage s'effectue par un système de selsyns. Comme ces appareils sont d'une précision limitée, nous utilisons l'artifice du procédé accrochage-précision, qui consiste à employer deux selsyns dont l'un fait un tour complet pour la course totale du chariot, et le second 18 tours pour ce même déplacement. Nous n'insistons pas sur les détails de réalisation du procédé qui est classique.

Conclusion. — Nous présentons un oscillogramme (*fig.* 14) enregistré sur un seul balayage et relatif à l'analyse d'une vibration incidente rectiligne. Dans la pratique, comme nous utilisons un

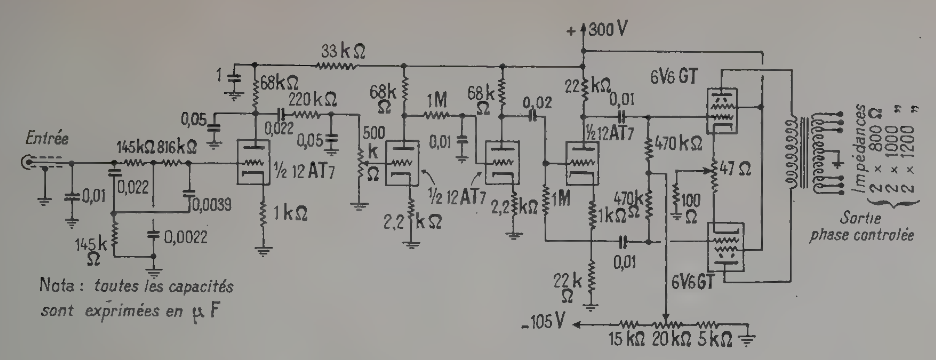


FIG. 13. — Servo-amplificateur.

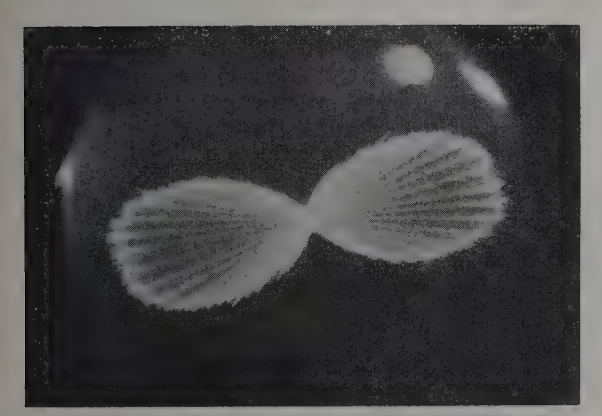


FIG. 14. — Analyse d'une vibration rectiligne.

écran à très longue rémanence (écran à double couche type P7 muni d'un filtre jaune), la figure reste visible pendant une durée de plus de 20 secondes, ce qui permet d'éliminer statistiquement toute trace de souffle.

L'appareil est destiné à des études de diffraction par des corps doués de pouvoir rotatoire, études qui feront l'objet de publications ultérieures.

Manuscrit reçu le 7 juillet 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] BOHNERT (J. I.), « Measurements on elliptically polarized antennas. » *Proc. Inst. Radio Engrs*, 1951, **39**, 549.

[2] MEVEL (J.), « Un dispositif pour l'étude expérimentale de la diffraction des ondes centimétriques. » *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 45 A.

[3] SOUTIF-GUICHARD, *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1460.

SUPPLÉMENT AU N° 12
TOME 19, DÉCEMBRE 1958, PAGE 140 A.

RÉSEAUX INTÉGRATEURS DE PRÉCISION POUR LES PHÉNOMÈNES A ÉVOLUTION LENTE

Par G. BONNET,
Centre d'Études Nucléaires de Grenoble

Résumé. — L'étude du comportement des réseaux électriques passifs destinés à assurer l'intégration d'un signal avec le minimum d'erreur, montre que la qualité de ce comportement se déduit de la forme du développement asymptotique de la fonction de transfert. On peut en tirer la valeur de l'erreur d'intégration sous une forme analytique simple.

On traite un exemple de réseau intégrateur doté de compensation, et la comparaison de ses caractéristiques avec celles du réseau employé habituellement montre qu'on peut en obtenir, dans les mêmes conditions d'erreur, un affaiblissement de transmission beaucoup moins important, ce qui en permet l'emploi pour les temps longs.

Abstract. — The study of the behaviour of passive electric networks intended to assure the integration of a signal with the minimum of error shows that the quality of this behaviour can be deduced from the asymptotic expansion of this transfer function. It is possible to obtain from it the value of the error of integration in a simple analytic form.

We develop an example of an integrator network equipped with compensation, and the comparison of its characteristics with those of the network usually used shows that one can obtain from it, with the same conditions of error, a much less important weakening of transmission which allows it to be used for longer periods.

1. Introduction. — On est souvent amené à restituer une grandeur physique à partir de sa dérivée temporelle, dont on dispose sous la forme d'un signal électrique.

Cette restitution s'acquiert avec toute la précision voulue au moyen d'un réseau intégrateur résistance-capacité, et sans difficultés majeures lorsque le spectre de Fourier du signal ne s'étend pas vers les fréquences très basses. C'est le cas général de l'étude en régime permanent des phénomènes périodiques dont la raie fondamentale se situe au delà de quelques hertz.

Si, au contraire, l'on veut adapter ce procédé à des phénomènes d'évolution lente, tout en respectant une précision élevée, on se heurte alors à des difficultés accrues. Nous pensons en particulier aux phénomènes transitoires dont le spectre de bande s'étale, sinon strictement jusqu'à la fréquence zéro, du moins jusqu'à une fréquence de l'ordre de $1/\tau$, τ étant la durée de l'observation qu'il peut être nécessaire de poursuivre pendant plusieurs secondes.

Dans ces conditions, on sait qu'un réseau intégrateur R-C introduit dans sa réponse un affaiblissement de la transformée du signal, proportionnel à sa constante de temps, et les exigences d'une grande précision obligent cette dernière à être de beaucoup supérieure au temps τ. On dispose alors d'une tension de sortie très souvent inutilisable, dès lors que son niveau est devenu comparable à celui du bruit d'entrée de l'appareil de mesure auquel elle doit être appliquée.

Examinons les moyens susceptibles de remédier à cet état de choses :

— Les conditions physiques sont souvent telles qu'on rencontre rapidement une limite dans la possibilité d'augmenter le niveau du signal à intégrer

— L'emploi d'un amplificateur intercalé entre la source et le réseau est rarement possible. La recherche d'une grande précision conduit à respecter scrupuleusement la forme du signal à transmettre et l'introduction d'une distorsion non-linéaire comporterait un grand risque.

— L'utilisation d'un « intégrateur opérationnel » [1], à contre-réaction capacitive, ou du type « bootstrap », n'est pas favorable. On peut montrer d'abord que le rapport signal sur bruit d'entrée est le même que dans le cas d'utilisation du réseau passif, lorsque les constantes de temps effectives sont identiques. Il n'y a donc pas d'amélioration à attendre. Par contre, une étude détaillée indique que la fonction de transfert de ce montage comporte, à côté du terme principal jouant le rôle d'opérateur intégral, un terme parasite qui introduit un signal perturbateur, même dans le cas idéal où la distorsion et le retard de transmission de l'amplificateur sont négligeables. On limitera l'emploi de ce montage au seul cas où la valeur nécessaire de la constante de temps effective n'est pas physiquement réalisable.

— Les impératifs de fidélité semblent donc nous restreindre aux seuls réseaux linéaires passifs, et si leur affaissement apparaît comme l'écueil fondamental, il s'avère utile de rechercher une amélioration de leur comportement sous ce rapport.

2. Recherche d'un critère de qualité. — Soit $v\ (t)$ le signal électrique à intégrer. On prend par hypothèse $v\ (t) = 0$ pour

$$t < 0.$$

L'application de ce signal au réseau linéaire le plus général, correspond à un opérateur $\mathcal{F}$ tel que le signal de sortie soit $\mathcal{F}v$. On cherchera à définir les caractéristiques de $\mathcal{F}$ de façon à ce que $\mathcal{F}v(t)$ se rapproche le plus possible de l'opérateur :

$$\int_0^t v(\theta)\, d\theta,$$

pour t compris entre 0 et une borne supérieure τ donnée à l'avance.

Il est utile d'autre part que les caractéristiques d'intégration de $\mathcal{F}$ se déduisent directement de la notion de fonction de transfert avec laquelle on est familiarisé.

Si $\mathcal{V}(p)$ est la transformée de Carson-Laplace de $v(t)$ et $\mathcal{C}(p)$ la fonction de transfert, on aura :

$$\mathcal{L}[\mathcal{F}] = \mathcal{V}.\mathcal{C} \equiv \frac{\mathcal{V}.p\mathcal{C}}{p} \qquad (2)$$

$p\mathcal{C}$ est la réponse du réseau à une fonction unité de Dirac.

C'est donc la transformée $\mathcal{R}(p)$ de la réponse percussionnelle $R(t)$ du réseau.

On obtient alors par le théorème d'inversion de Borel :

$$\mathcal{F}v(t) = \int_0^t v(\theta) R(t-\theta)\, d\theta \qquad (3)$$

$\mathcal{F}$ se présente sous la forme d'un opérateur linéaire intégral de noyau $R(t-\theta)$, réponse percussionnelle.

Pour $0 \leqslant t \leqslant \tau$ inférieur au rayon de convergence, on peut développer ce noyau en série autour de $t-\theta = u = 0$ et en portant le résultat dans (3), on obtient :

$$\mathcal{F}v(t) = R_0 \int_0^t v(\theta)\, d\theta + \Big[\partial_u R_0 \int_0^t v(\theta)(t-\theta)\, d\theta + \dots + \frac{\partial_u^n R_0}{n!} \int_0^t v(\theta)(t-\theta)^n\, d\theta \dots\Big]. \qquad (4)$$

Par rapport au résultat recherché, on voit que l'erreur d'intégration est représentée par la partie entre crochets.

Il résulte d'un théorème connu [2] que :

$$\lim.\ p \to \infty\, [\mathcal{R}(p)] = \lim.\ t \to 0 [R(t)]. \qquad (5)$$

C'est donc le développement asymptotique de $\mathcal{R}(p)$ [ou de $\mathcal{C}(p)$] qui nous renseignera sur le comportement du réseau en intégrateur.

Il y a pour cela deux conditions nécessaires :

a) d'après (4) et (5), cette limite asymptotique doit être finie. Le développement asymptotique doit donc s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{R}(p) = R_0 + \frac{a_1}{p} + \dots + \frac{a^n}{p^n} + \dots \qquad (6)$$

b) elle ne doit pas être nulle non plus, d'où la condition :

$$R_0 \neq 0. \qquad (7)$$

Le réseau intégrateur recherché devra fournir une erreur aussi faible que possible. La considération de (4) montre que la partie principale de cette erreur est donnée par $\partial_u R(u = 0)$, qu'il faut annuler.

Sa transformée $p[\mathcal{R}(p) - R(0)]$ doit donc tendre vers zéro pour $p \to \infty$, ce qui implique :

$$[\mathcal{R}(p \to \infty) - R_0] \approx \frac{\text{Cte}}{p^2} \quad \text{au maximum.} \qquad (8)$$

Le développement asymptotique optimum se présentera donc sous la forme

$$\mathcal{R}(p) = R_0 + \frac{a_2}{p^2} + \sum_3^\infty \frac{a_n}{p^n}. \qquad (9)$$

Ou pour la fonction de transfert

$$\mathcal{C}(p) = \frac{R_0}{p} + \frac{a_2}{p^3} + \sum_3^\infty \frac{a_n}{p^{n+1}}. \qquad (10)$$

3. **Erreur d'intégration.** — Si l'on suppose remplie la condition de correction (8), qui équivaut à $\partial_u R(u = 0) = 0$, l'erreur d'intégration au temps τ a pour partie principale :

$$\Delta\mathcal{F}v = \frac{\partial_u^2 R_0}{2\,!} \int_0^\tau v(\theta)(\tau-\theta)^2\, d\theta. \qquad (11)$$

En tenant compte de la transformée inverse du développement (10), on a :

$$\partial_u^2 R_0 = a_2 \quad \text{et} \qquad (12)$$

$$\underset{2}{\Delta\mathcal{F}v} = \frac{a_2}{2} \int_0^\tau v(\theta)(\tau-\theta)^2\, d\theta. \qquad (13)$$

Dans le cas où la condition (8) de correction ne serait pas remplie, l'erreur d'intégration serait donnée par :

$$\underset{1}{\Delta\mathcal{F}v} = a_1 \int_0^\tau v(\theta)(\tau-\theta)\, d\theta. \qquad (14)$$

4. **Recherche d'un intégrateur avec correction du 1er degré.** — L'intégrateur classique est constitué par une simple cellule RC [3] (fig. 1).

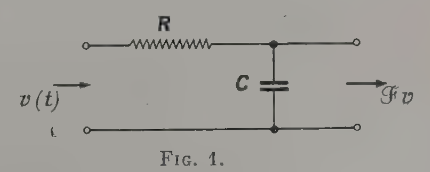


FIG. 1.

Sa fonction de transfert est

$$\frac{1}{1 + RCp} = \frac{1}{RC}\frac{1}{p} - \frac{1}{(RC)^2}\frac{1}{p^2} + \dots$$

il apporte une erreur d'intégration du 1er degré importante, dont la valeur *relative* est d'après (14)

$$\underset{1}{\Delta\mathcal{F}v}/\mathcal{F}v = \frac{-1}{J}\frac{1}{RC} \int_0^\tau v(\theta)(\tau-\theta)\, d\theta$$

avec

$$J = \int_0^\tau v(\theta)\, d\theta. \quad (15)$$

Le circuit correcteur peut être branché à la suite du premier, et son rôle est de supprimer le terme en $1/p^2$. Avec une approximation très grossière, on peut admettre que les deux fonctions de transfert vont se multiplier. Par suite, celle du réseau correcteur doit être de la forme :

$$\alpha_0 + \frac{\alpha_1}{p} + \frac{\alpha_2}{p^2} + \dots$$

Une infinité de combinaisons sont possibles. On peut être guidé par les considérations qualitatives suivantes :

pour $p \to \infty$ le développement précédent indique que le réseau correcteur se comporte comme un potentiomètre résistant ;

pour $p \to 0$ on peut décider que le transfert sera égal à l'unité.

Nous avons essayé le réseau intégrateur suivant (fig. 2) :

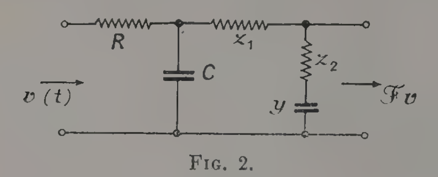


FIG. 2.

Sa fonction de transfert est :

$$T(p) = \frac{z_2/C.\frac{1}{p} + 1/YC.\frac{1}{p^2}}{R(z_1 + z_2) + \left[\frac{R + z_1 + z_2}{C} + \frac{R}{Y}\right]\frac{1}{p} + 1/YC.\frac{1}{p^2}}. \quad (16)$$

On annulera le terme en $\frac{1}{p^2}$ du développement asymptotique si

$$\boxed{\frac{z_1}{z_2} RC = (R + z_1 + z_2)\, Y.} \quad (17)$$

On a alors

$$\mathcal{T}(p) = \frac{z_2}{z_1 + z_2}\frac{1}{RC}\left[\frac{1}{p} - \frac{1}{R(z_1 + z_2)CY}\cdot\frac{1}{p^3} + \dots\right] \quad (18)$$

La partie utile de la réponse est

$$\mathcal{F}v = \frac{z_2}{z_1 + z_2}\frac{1}{RC} J$$

et l'affaiblissement est représenté par ce que nous appelons « constante d'affaiblissement » :

$$z_2/z_1 + z_2.\frac{1}{RC}.$$

L'erreur relative d'intégration est d'après (10), (13) et (18) en remplaçant y par sa valeur issue de (17)

$$\underset{2}{\Delta\mathcal{F}v/\mathcal{F}v} = \frac{-1}{J}\frac{1}{2(RC)^2}\frac{z_2}{z_1}\frac{R + z_1 + z_2}{z_1 + z_2}\int_0^\tau v(\theta)(\tau - \theta)^2\, d\theta.$$

Si l'on tient à conserver une constante d'affaiblissement la plus faible possible, tout en maintenant l'erreur minima, on prendra R petit devant $z_1 + z_2$ et $z_1 = z_2$. Un ordre de grandeur convenable est :

$$\underline{z_1 = z_2 = 5R}$$

Dans ces conditions :

$$\underset{2}{\Delta\mathcal{F}v/\mathcal{F}v} \# \frac{-1}{J}\cdot\frac{1}{2(RC)^2}\int_0^\tau v(\theta)(\tau - \theta)^2\, d\theta.$$

5. **Calcul des déformations.** — $v(t)$ étant une fonction quelconque, il est nécessaire de trouver un critère qui permette de calculer *a priori* l'intérêt de la correction.

D'après (3), la réponse percussionnelle est prépondérante dans le comportement du réseau. On prendra donc pour $v(t)$ une percussion unité de DIRAC d'où :

$$J = \int^\tau v(\theta)\, d\theta = 1.$$

Pour majorer l'erreur, on appliquera la percussion immédiatement après le temps $t = 0$.

Donnons-nous d'avance la valeur δ de l'erreur relative $\Delta\mathcal{F}v/\mathcal{F}v$ au bout d'un temps $t = \tau$, considérée comme admissible

a) dans le cas de l'intégrateur RC :

$$\Delta\mathcal{F}v/\mathcal{F}v = -\tau/RC$$

ce qui définit :

$$RC = \tau/\delta$$

la constante d'affaiblissement vaut alors

$$1/RC = \delta/\tau\ ;$$

b) avec le réseau compensé donné comme exemple :

$$\Delta\mathcal{F}v/\mathcal{F}v = -\frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{R'C'}\right)^2, \text{ soit } R'C' = \tau/\sqrt{2\delta}$$

constante d'affaiblissement : $(z_1 = z_2 = 5R)$

$$\frac{1}{2}\frac{\sqrt{2\delta}}{\tau}.$$

Ainsi, pour un même résultat $\Delta\mathcal{F}v/\mathcal{F}v = \delta$ les constantes d'affaiblissement avec ou sans correction sont dans le rapport :

$$1/\sqrt{2\delta}.$$

La correction offre donc un intérêt lorsque la précision demandée est grande ($\delta \approx 10^{-2}$ ou moins) Elle permet d'obtenir une constante d'affaiblissement bien meilleure que celle du réseau simple. Comme l'erreur suit une loi quadratique, cette

supériorité s'accentue davantage pour des durées inférieures à la limite imposée.

Enfin, lorsqu'on est limité par la valeur des capacités physiquement réalisables, la correction permet de travailler avec des durées d'intégration impossibles à atteindre autrement, si l'on tient à éviter l'inconvénient déjà cité des intégrateurs non passifs.

Nous donnerons comme exemple, celui d'un intégrateur réalisé pour un enregistreur des phénomènes transitoires de l'aimantation [4].

On veut $\delta = 0{,}5\ 10^{-2}$ pour $\tau = 1$ sec. Avec l'intégrateur simple, il faudrait $RC = 200$, constante d'affaiblissement $1/200$; avec l'intégrateur compensé, $R'C' = 10$, constante d'affaiblissement $1/20$. On gagne un facteur 10.

APPENDICE

Tolérance des éléments constituants. — Le développement asymptotique de (16) a pour cœfficient du terme en $1/p$:

$$a_1 = \frac{1}{RC}\frac{z_2}{(z_1+z_2)^2}\left[\frac{z_1}{z_2}\frac{1}{Y} - \frac{R+z_1+z_2}{RC}\right].$$

Les écarts autour de la valeur théorique des éléments liés par la relation (17) ont pour effet de maintenir à a_1, une valeur résiduelle non nulle.

Prenons une borne supérieure commune ε pour le module des écarts relatifs de R, C, y, etc... et tenons compte de $z_1 = z_2 = 5R$. La réponse percussionnelle du réseau devient :

$$R(\tau) = \frac{1}{2RC}\left[1 + 5\varepsilon\left(\frac{\tau}{RC}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{RC}\right)^2 + \dots\right].$$

La tolérance admissible est déterminée par le fait que le terme résiduel du premier ordre demeure inférieur au terme du second ordre qui fixe la partie principale de l'erreur,

d'où :

$$\varepsilon < 0{,}1\sqrt{2\delta}.$$

On trouve actuellement dans le commerce des résistances et des condensateurs dont les variations dans le temps et pour une plage de température convenable restent inférieures à 0,5 %. On peut donc s'attendre sans difficultés à une précision d'intégration de quelques 10^{-3}.

Manuscrit reçu le 30 juillet 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Korn (Gr) et (Th), Electronic Analog Computers, McGraw-Hill, 1956.

[2] Kaufmann (A.), Denis-Papin (M.), Calcul Opérationnel, Albin-Michel, 1950.

[3] M. I. T. Radiation Laboratory Series, vol. 19, Mc Graw-Hill, 1949.

[4] Bonnet (G.), Dautreppe, (D.), Gariod (R.), Comm. Coll. Internat. Magnétisme, Grenoble, 1958.

SUR UNE EXTRACTION DE $^{198}_{80}$Hg FORMÉ DANS L'OR PAR IRRADIATION AUX NEUTRONS LENTS DANS LA PILE P 2 DE SACLAY

Par J. BEYDON, G. DELMAS, J. DRUAUX et P. GRIBOVAL,

Section des Réactions Nucléaires à Basse Énergie, C. E. N. Saclay
Section des Réactions Nucléaires à Moyenne Énergie, C. E. N. Saclay
et Section des Isotopes stables, C. E. N. Saclay.

Résumé. — Nous avons étudié l'extraction par distillation sous vide poussé de ^{198}Hg obtenu par irradiation de l'or par des neutrons lents. Les mesures du rendement de l'extraction et du flux de neutrons ont été faites par dosage du mercure 198 contenu dans l'or par la méthode de dilution isotopique, qui consiste à effectuer une séparation chimique du mercure 198 contenu dans l'or après addition d'une quantité connue de mercure naturel servant d'entraîneur, puis à effectuer une analyse isotopique du mercure obtenu.

Les résultats confirment la possibilité d'extraire le mercure de l'or à peu près totalement même lorsque la teneur initiale est aussi faible que 2.10^{-4}. Le calcul du pourcentage de ^{199}Hg dans ^{198}Hg donne 3 p. 1 000 environ dans les conditions de l'irradiation. Il est possible d'obtenir plusieurs dizaines de mg de ce mercure au bout de quelques mois d'irradiation dans un flux de 2.10^{11} n cm^{-2} s^{-1}.

Abstract. — We have studied the extraction by distillation under high vacuum of ^{198}Hg obtained from irradiation of Au with slow neutrons. The measures of efficiency of extraction and of flux of neutrons have been made, by dosing ^{128}Hg contained in gold, by the isotopic dilution method. This consists in carrying out a chemical separation of ^{198}Hg contained in Au after addition of a known quantity of natural mercury used as carrier, then making an isotopic analysis of the mercury obtained.

The results confirm the possibility of extracting the mercury from Au, quite completly even when the initial content is as low as 2.10^{-4}. The percentage calculation of ^{199}Hg in ^{198}Hg is 3 ‰ approximately under the conditions of irradiation. It is possible to obtain several tens of mg of this mercury after some months of irradiation in a flux of 2.10^{11} n cm^2 s^{-1}.

La transmutation or-mercure a déjà donné lieu à plusieurs expériences [1], [2], [3].

Les sections efficaces de formation du mercure dans l'or par les neutrons lents ont été mesurées. Les auteurs [4] et [5] ont établi que les processus de transmutations étaient les suivants :

$$^{197}_{79}\mathrm{Au} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{198}_{79}\mathrm{Au} \rightarrow (2,7 \text{ jours}) \xrightarrow{\beta-} {}^{198}_{80}\mathrm{Hg}$$

$$+ \; {}^{1}_{0}\mathrm{n} \downarrow \qquad \sigma_{197} = 96.10^{-24}\,\mathrm{cm}^2 \qquad \tau_{198} = 2,7 \text{ jours}$$

$$^{199}_{79}\mathrm{Au} \; \downarrow \beta- \qquad \sigma_{198} = 35.000.10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$$

$$^{199}_{80}\mathrm{Hg} \qquad \tau_{199} = 3,2 \text{ jours}$$

Les calculs effectués par MM. Fisher, Delattre, Eckert (note intérieure CEA n° 10) et nous-mêmes, aboutissent aux conclusions suivantes :

1° Le pourcentage p de ^{199}Hg dans ^{198}Hg, fixé à l'avance, détermine le flux moyen maximum de neutrons admissible au cours de l'irradiation.

$$p = \frac{N_{199\mathrm{Hg}}}{N_{198\mathrm{Hg}}} \simeq \frac{\sigma_{198}}{\lambda_{198}}\Phi \quad \text{donc} \quad \Phi \leqslant \frac{\lambda_{198}}{\sigma_{198}} p \qquad (1)$$

où $N_{199\mathrm{Hg}}$: nombre d'atomes de ^{199}Hg formés,
$N_{198\mathrm{Hg}}$: nombre d'atomes de ^{198}Hg formés,
σ_{198} : section efficace d'activation de l'or 198 par les neutrons thermiques,
λ_{198} : constante radioactive de l'or 198.

2° La proportion α de ^{198}Hg formé dans l'or détermine la durée minimum de l'irradiation t

$$t = \frac{\alpha}{p} \frac{\sigma_{198}}{\sigma_{197}\,\lambda_{198}}. \qquad (2)$$

σ_{197} : section efficace d'activation de l'or 197 par les neutrons thermiques.

3° La quantité de mercure 198 à obtenir détermine la quantité d'or à irradier dans la pile :

$$\mathcal{N}_{197\mathrm{Au}} = \frac{N_{198\mathrm{Hg}}}{\alpha}. \qquad (3)$$

Quatre récipients en aluminium contenant chacun 70 g d'or ont été irradiés dans la pile de Saclay pendant 6 mois sous un flux moyen de 2.10^{11} n.cm^{-2} s^{-1}. La période d'irradiation a été suivie d'une période de décroissance radioactive de 8 semaines, période au bout de laquelle nous avons sorti l'échantillon de son enveloppe d'aluminium. L'or était constitué d'une feuille de 1 mm d'épaisseur roulée sur un diamètre de 20 mm environ de telle sorte que l'effet d'atténuation du flux de neutrons dans l'épaisseur de l'or soit négligeable.

La quantité de mercure 198 prévue correspondait à 2.10^{-4} partie de mercure dans l'or, soit 14 mg de ^{198}Hg par récipient. La pureté prévue $N_{199\mathrm{Hg}}/N_{198\mathrm{Hg}}$ était de 2,8 pour 1 000.

L'extraction du mercure contenu dans la masse

de l'or présentait quelques difficultés, entre autres, du fait que les atomes de mercure étaient disséminés dans l'or en proportion très faible (2.10^{-4}).

Un premier échantillon d'or irradié (A) a été conservé comme témoin. Un deuxième échantillon d'or (B), d'épaisseur 1 mm, a été chauffé sous vide dynamique (voir dispositif d'extraction *fig.* 1) à

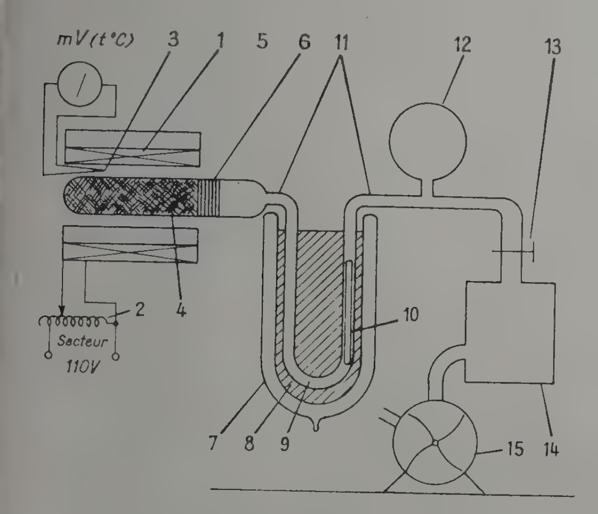


FIG. 1.

1. Four électrique. — 2. Autotransformateur de réglage du chauffage du four. — 3. Thermocouple. — 4. Tube de quartz. — 5. Or activé, laminé (3/100 mm). — 6. Chaîne de soudures raccordant le quartz au pyrex. — 7. Dewar. — 8. Azote liquide. — 9. Tube en U (verre pyrex). — 10. Feuille d'or vierge. — 11. Points de scellement du tube en U. — 12. Jauge à ionisation. — 13. Vanne de la pompe secondaire. — 14. Pompe à diffusion d'huile. — 15. Pompe primaire.

Extraction du mercure contenu dans l'or activé aux neutrons.

L'or activé est laminé (3/100 mm) et introduit dans le tube de quartz (4) ; celui-ci est soudé sur la canalisation de verre aux points (11). La canalisation est vidée jusqu'à 10^{-5} mm Hg environ. L'or est chauffé par le four (1) et le tube en U est plongé dans l'azote liquide. L'opération dure de 5 à 6 heures à 900 °C environ, contrôlée par le thermocouple (3). Le mercure est recueilli dans le tube de pyrex (9) qui contient une feuille d'or vierge (10) sur laquelle s'amalgame le mercure 198.

900 °C pendant 3 heures. L'extraction du mercure étant demeurée très faible, cet échantillon a été laminé de manière à réduire son épaisseur initiale — 1 mm — jusqu'à 0,03 mm environ puis chauffé à 850 °C pendant 5 h dans le même appareil. Enfin, un troisième échantillon (C) a été laminé jusqu'à 0,03 mm environ puis chauffé à 750 °C pendant 4 heures.

Pour déterminer la quantité de mercure 198 formé dans l'échantillon d'or irradié ainsi que le rendement des méthodes d'extraction de ce mercure, nous avons dosé le mercure dans ces trois échantillons d'or par la méthode de dilution isotopique. Nous avons procédé de la manière suivante : séparation chimique du mercure après addition d'une quantité connue de mercure naturel servant d'entraîneur, puis analyse isotopique du mercure obtenu.

La méthode chimique était la suivante : l'or était mis en solution par chauffage à reflux avec un mélange de NO_3H et HCl concentré (1/8) puis extrait par l'acétate d'isoamyle après avoir dilué la solution de son volume d'eau et ajouté 30 mg de mercure naturel. Le mercure resté en solution aqueuse était alors précipité par SH_2 à l'état de sulfure qui était séché, transformé en métal par chauffage avec du fer en poudre, distillé et recueilli dans l'eau. Ensuite, ce mercure est analysé au spectromètre de masse suivant la méthode exposée ci-après.

On mesure au spectromètre de masse les rapports des nombres d'atomes de chacun des isotopes d'un échantillon de mercure au nombre d'atomes de l'isotope 204 de cet échantillon.

Les isotopes autres que le 198 sont fournis par le mercure entraîneur. L'isotope 198 est constitué d'une part, par le mercure formé par irradiation, et, d'autre part, par le mercure 198 de l'entraîneur. Nous avons vérifié, comme il fallait s'y attendre, que le traitement chimique n'a pas introduit de fractionnement.

Soit p le poids du mercure 198 existant dans la feuille d'or et q le poids de mercure entraîneur ajouté. Appelons a_{198}, a_{199}, a_{200}, ... (a_{196} étant négligé), les rapports des nombres d'atomes de chacun des isotopes à l'isotope 204 du mercure entraîneur et b_{198}, b_{199}, b_{200}, les rapports similaires pour le mélange. L'application de la loi des mélanges donne :

$$p = 0{,}987\ q\,\frac{b_{198} - a_{198}}{1 + a_{198} + a_{199} + \dots + a_{202}}.$$

Le facteur 0,987 est le rapport de la masse atomique du mercure 198 à celle du mercure entraîneur.

L'analyse a été réalisée au spectromètre de masse. Dans les conditions de l'expérience, le pouvoir séparateur du spectromètre était de l'ordre de 200. Chacun des échantillons de mercure à analyser a été introduit dans une ampoule à queue de cochon préalablement vidée puis scellée. Ces ampoules ont été ensuite soudées directement sur le tube prévu pour l'introduction de la vapeur de mercure dans la source d'ions du spectromètre. La mesure s'opère en réglant la température de l'échantillon pour obtenir successivement le spectre Hg^{++} de l'échantillon, puis le spectre résiduel d'hydrocarbures et de mercure issu des pompes à vide. Les températures de référence ont été de + 3 °C pour l'admission de l'échantillon et de — 80 °C pour l'observation du résidu. La reproductibilité des mesures successives effectuées

sur chaque échantillon est, en moyenne, de 0,3 à 0,4 %. Nous avons obtenu les résultats suivants :

Les échantillons d'or A, B et C pesaient chacun 9,92 g.

	A		B		C		ENTRAINEUR
M	*b*	*b* — *a*	*b*	*b* — *a*	*b*	*b* — *a*	*a*
196	0,020	— 0,001	0,023	+ 0,002	0,022	+ 0,001	0,021
198	2,50	+ 1,02	1,50	+ 0,02	1,60	+ 0,12	1,48
199	2,52	+ 0,03	2,53	+ 0,04	2,50	+ 0,01	2,49
200	3,41	+ 0,02	3,40	+ 0,01	3,37	— 0,02	3,39
201	1,97	+ 0,01	2,01	+ 0,05	1,97	+ 0,01	1,96
202	4,35	0	4,32	— 0,03	4,36	+ 0,01	4,35
204	1	0	1	0	1	0	1
q mg	30,2 mg		30,2 mg		30,2 mg		
p mg	2,08 ± 0,03		0,03 ± 0,03		0,24 ± 0,03		

Conclusion :

1) la quantité de mercure 198 produite dans 9,92 g d'or est 2,08 mg ;

2) l'extraction a été à peu près totale pour l'échantillon B et incomplète pour l'échantillon C qui a conservé environ 10 % du poids du mercure 198 initial. En ce qui concerne l'efficacité d'extraction du mercure, le fait d'avoir laminé l'or a multiplié sa surface par un facteur 30 environ ; cependant, on ne peut pas dire que ce soit là le seul effet bénéfique du laminage. Lors de la distillation sous vide d'une feuille d'or de 1 mm d'épaisseur, nous avons constaté l'apparition d'une très faible quantité de mercure à 800 °C suivie d'un arrêt total de l'apparition du mercure. Ceci semble prouver que ce n'est pas la vitesse de diffusion qui s'oppose seule à la sortie du mercure de l'or. Il semble qu'il faille diminuer l'épaisseur de l'or, au-dessous d'une certaine valeur pour que le mercure puisse en sortir plus facilement.

3) Les résultats précédents nous permettent de calculer

$$\alpha = \frac{N_{198\mathrm{Hg}}}{\mathcal{N}_{197\mathrm{Au}}} = \frac{2{,}08.10^{-3} \times 197}{198 \times 9{,}92} \simeq 2{,}08.10^{-4}.$$

Or σ_{197} est égal à 96.10^{-24} cm^2 et la durée réelle d'irradiation à 2 811 heures soit $t = 10^7$ s.

La valeur du flux moyen par seconde était donc :

$$\Phi_m = \frac{\alpha}{t\,\sigma_{197}} = \frac{2{,}08.10^{-4}}{10^7 \times 0{,}96.10^{-22}} = 2{,}17.10^{11}\ \mathrm{n.cm^{-2}\,s^{-1}} \pm 1{,}5\ \%$$

La valeur du flux moyen de P_2 estimé pendant la période d'irradiation des récipients était :

$$\Phi_p = 2.10^{11}\ \mathrm{n.cm^{-2}\,s^{-1}}.\ (*)$$

Dans ces conditions la pureté de ^{198}Hg était :

$$p = \frac{N_{199\mathrm{Hg}}}{N_{198\mathrm{Hg}}} = \frac{\sigma_{198}}{\lambda_{198}}\,\Phi = \frac{3{,}5.10^{-20}}{2{,}5.10^{6}} \times 2{,}17.10^{11} \simeq 3\ \mathrm{p.}\ 1\ 000.$$

Cette pureté n'a pas été vérifiée expérimentalement par analyse isotopique directe.

De toutes façons, on peut dire que la méthode d'extraction envisagée a donné des résultats pratiques encourageants dans le cas particulier considéré et que cette méthode peut être retenue pour l'instant, pour fournir des échantillons de mercure isotopiquement purs obtenus par transmutation de l'or par irradiation neutronique. La méthode de dilution isotopique suivie d'analyse isotopique nous a permis d'autre part de suivre nos essais et de doser la quantité de mercure obtenu.

Manuscrit reçu le 3 juillet 1958.

(*) Ce flux est donné à 20 % près.

RÉFÉRENCES

[1] WIENS (J. H.) et ALVAREZ (L. W.), *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 1005.
WIENS, (J. H.), *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 910.

[2] MEGGERS, *J. Res. Nat. Bur. Standards*, 1950, **44**, 447.

[3] BEDFORD (R. E.) et CROOKER (A. M.), *Can. J. Phys.* 1955, **33**, 25.

[4] HILL (R. D.), MIHELICH (J. W.), *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 275.

[5] GRAHAM (R. L.), BELL (R. E.), YAFFE (L.) et GEIGER (J. S.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1646 A.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 12.
TOME 19, DÉCEMBRE 1958, PAGE 147 A.

SUR LA STABILITÉ DES FAISCEAUX D'IONS DES SÉPARATEURS ÉLECTROMAGNÉTIQUES D'ISOTOPES

Par C. CASSIGNOL, P. LAZEYRAS et G. RANC,
Section des Réactions Nucléaires à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — La perte en intensité et en résolution des séparateurs d'isotopes travaillant sous une pression trop faible est attribuée à un défaut statistique de neutralisation de la charge d'espace provenant des fluctuations d'intensité des faisceaux ioniques. En même temps l'existence d'une dispersion accrue des vitesses initiales quand la source d'ions est dans un régime instable est mise en doute.

Abstract. — Intensity and resolution losses in the operation of the isotope separators when the pressure is very low are explained by the presence of a random residue of space charge due to the fluctuations of intensity of ionic beams. Consequently, a doubt arises about the increase of the energy spread when the ion source works in an unsteady state.

L'exploitation routinière de plusieurs séparateurs d'isotopes a mis en évidence le fait suivant : si la pression dans l'espace offert aux faisceaux est très basse, la résolution se détériore et l'intensité arrivant au collecteur diminue ; il y a en quelque sorte éclatement des faisceaux d'ions. Dans la pratique, la valeur de la pression de fonctionnement est un compromis, équilibrant au mieux l'influence de l'effet sus-mentionné et celui de la diffusion qui croît avec la pression et est également un facteur de perte de résolution et d'intensité.

Cette question a été débattue au Symposium d'Amsterdam (avril 1957) sur la Séparation des Isotopes, mais n'a pas reçu de conclusion [1]. L'opinion généralement admise est qu'il est alors impossible de neutraliser la charge d'espace mais, outre que la formulation est peu précise, le mécanisme demeure obscur.

Nous n'avons jamais observé ce phénomène sur le Séparateur de Saclay, faute probablement de pouvoir réaliser des pressions suffisamment basses, mais son existence ne peut être mise en doute. La brève étude qui suit, effectuée à l'aide de ce séparateur, donne à notre avis une interprétation vraisemblable.

Le mécanisme de neutralisation de la charge d'espace est bien connu [2] et ne peut être mis en défaut par l'abaissement de la pression. Seul le temps nécessaire à réaliser cette neutralisation est accru. Dans le cas le plus défavorable, il n'est pas supérieur à 10^{-3} s et ne peut rendre compte d'anomalies s'étendant sur de longues périodes de temps. Notre hypothèse consiste à prendre en considération des fluctuations d'intensité du faisceau qui, si elles sont assez profondes et assez rapides, seront à l'origine d'un état de charge d'espace imparfaitement neutralisée et variable au rythme de ces fluctuations.

L'origine des fluctuations d'intensité des faisceaux est l'instabilité des sources d'ions.

Les sources d'ions des séparateurs électromagnétiques d'isotopes sont, à quelques exceptions près, des sources à décharge électrique dans un gaz ou une vapeur contenant l'élément dont on veut séparer les isotopes, pilotée par une cathode chauffée. La présence d'un champ magnétique, soit imposé organiquement sur les séparateurs à 180° (calutrons), soit surajouté délibérément sur les secteurs permet, en abaissant la pression de fonctionnement de la décharge, à la fois d'accroître l'intensité du courant extrait et le rendement de la source.

Par contre, la présence de ce champ magnétique est à l'origine, par l'intervention de mécanismes encore mal connus, de l'apparition d'instabilités électriques dans la décharge [3]. Ces instabilités connues sous le terme général de « hash » peuvent être décelées en plongeant dans la décharge une sonde, polarisée négativement par rapport au plasma (on sait que le potentiel du plasma est approximativement celui de l'électrode la plus positive qui « voit » la décharge). Il apparaît alors, sur la sonde, en plus d'un courant continu correspondant à la capture d'ions positifs et à l'émission d'électrons secondaires, un courant alternatif, dont le spectre de fréquences est étendu et comprend notamment des composantes dans la bande s'étendant de 10^4 à 10^5 cycles par seconde et dont l'intensité efficace, ou l'intensité crête à crête peut servir à repérer arbitrairement le niveau du « hash » pour une valeur donnée de la tension continue.

Des mesures de sonde faites sur une structure expérimentale de source d'ions, nous ont donné les résultats suivants. Le niveau du « hash » est une fonction lentement, puis plus rapidement croissante de la grandeur du champ magnétique appliqué, variant entre quelques dizaines et quelques

centaines d'œrsteds. De plus, si plusieurs sondes sont plongées simultanément dans la décharge, les composantes du « hash » sur ces différentes sondes sont grossièrement en phase. Étant donné que la fente d'extraction des ions travaille comme une sonde, on peut admettre que les fluctuations du faisceau croissent avec celles de la source même si la restitution n'est pas parfaite.

Nous avons étudié l'influence de la pression sur le profil du spectre de masse du palladium relevé sur le séparateur, le niveau d'instabilité de la source étant rendu volontairement plus élevé que la normale.

La source, fonctionnant sur le principe de la pulvérisation cathodique, était entretenue par un débit constant d'argon. La pression dans le séparateur était ajustée par la manœuvre des vannes des pompes secondaires. La pression dans la source de l'ordre de quelques 10^{-3} mm de mercure, n'était affectée que de façon négligeable et le régime n'était pas modifié.

Le spectre était relevé à l'extrémité du deuxième étage électrostatique [4].

Le diaphragme intermédiaire et le collecteur final de mesures étaient équipés de fentes fines respectivement de 0,2 et 0,1 mm de largeur dans le double but d'accroître la définition et de limiter l'influence de la charge d'espace dans l'étage électrostatique. Le faisceau ionique dans le premier étage était fortement collimaté dans le but de réduire l'élargissement instrumental.

Un double balayage en dents de scie a été utilisé pour cette expérience. L'un, très lent, sur le champ magnétique principal, permet d'explorer le spectre de masse du palladium en quelques minutes, l'autre à répétition plus rapide (5 secondes) est établi sur la tension du sélecteur électrostatique.

Le courant du collecteur est, après amplification, appliqué aux plaques de déflexion verticale d'un oscillographe cathodique, dont le balayage horizontal est synchrone du balayage sur la tension de l'étage électrostatique. L'écran du tube est photographié à chaque récurrence. On obtient ainsi un document dont la figure 1 représente une partie. Le profil du spectre est relevé sur un diagramme obtenu en portant en abscisses le rang de la récurrence, en ordonnées, l'ordonnée maximum des pics de ce document. Pour augmenter la précision, on a fait usage d'un agrandisse r photographique. La figure 2 représente les profils d'une partie du spectre de masse du palladium, obtenus pour un régime donné de la source, sous des pressions de 5.10^{-5} et 2.10^{-4} mm de mercure. La figure 3 a été obtenue, sous les mêmes pressions avec un régime différent de la source. On constate que, dans les deux cas, l'allure du spectre est détériorée par l'abaissement de la pression.



Fig. 1.

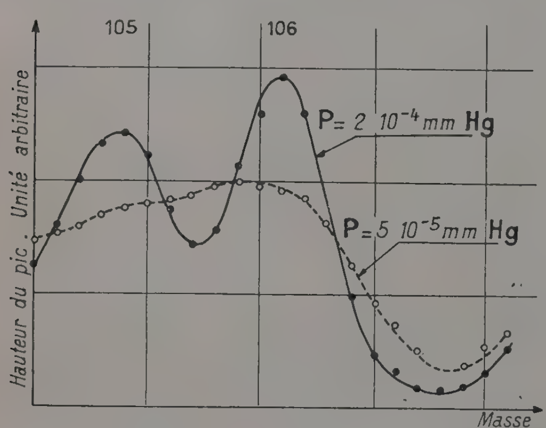


Fig. 2.

Nous avons complété l'information précédente en modifiant quelque peu les termes de notre mode opératoire. Le balayage magnétique étant supe primé, nous avons aligné l'appareil sur le pic du palladium 106 (relativement isolé de ses voisins). La mesure de l'intensité était faite comme précédemment.

Le régime de la source étant stable, nous avons constaté que l'augmentation de la pression dans l'étage magnétique entraînait une diminution de l'intensité par intervention évidente de la diffusion. Quand le niveau du hash dans la source était plus élevé, l'augmentation de la pression entraînait une augmentation de l'intensité, caractéristique d'une reconcentration géométrique des faisceaux, malgré une diffusion accrue. Dans les conditions particulières où nous avons opéré, les variations de l'intensité étaient respectivement — 20 % et + 80 % environ.

Notre hypothèse de départ est en accord avec les résultats de ces simples expériences qualitatives. Seules diffèrent les valeurs du niveau de l'instabilité et de la pression. Elles sont très inférieures

pour un séparateur opérant dans des conditions normales, mais la description du phénomène de perte de résolution et d'éclatement des faisceaux est la même dans les deux cas.

La perte de résolution des séparateurs d'isotopes, quand le niveau d'instabilité de la source est grand, est communément attribuée à un accroissement concomitant de la dispersion des énergies initiales des ions. Les expériences précédentes prouvent la réalité d'un mécanisme différent.

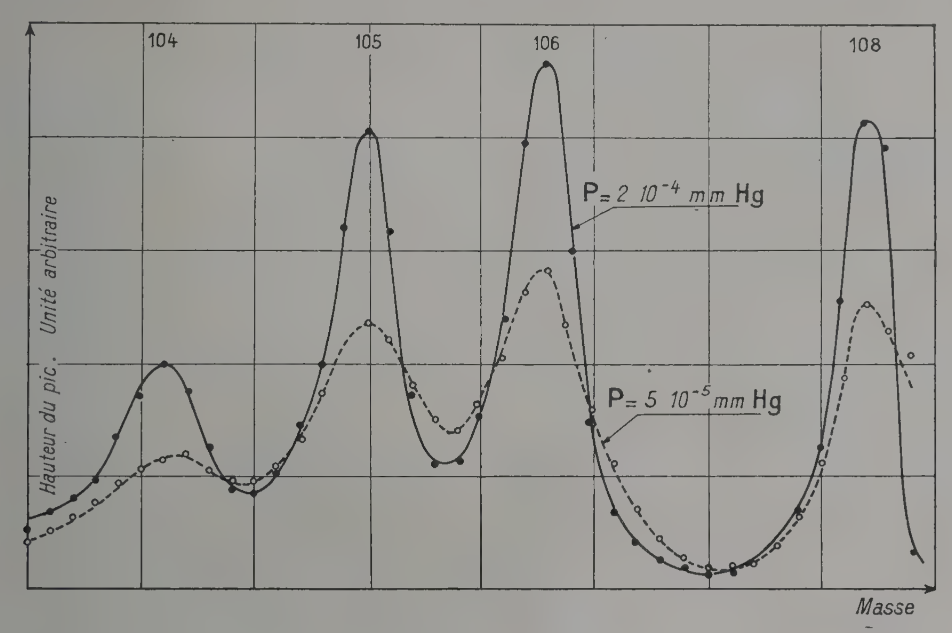


Fig. 3.

Le deuxième étage électrostatique fonctionne dans les expériences décrites, comme filtre d'état de charge. Il élimine les neutres rapides et aussi les ions ayant perdu un ou plusieurs électrons par collision dans l'atmosphère résiduelle de l'étage magnétique [5]. Son rôle d'analyseur d'énergie est ici secondaire. Il résulte d'expériences antérieures que ces phénomènes de diffusion avec variation d'état de charge sont de beaucoup les plus importants dans l'opération d'un séparateur en ce qui concerne la perte de résolution et la qualité des spectres de masse. Pour cette raison, nous pensons que le simple relevé du profil du spectre de masse sur le seul étage magnétique n'aurait pu fournir d'indication suffisante pour résoudre le problème abordé.

MM. Baton et Labet nous ont apporté une aide précieuse pour les prises de vue. Nous leur exprimons nos remerciements.

Manuscrit reçu le 9 septembre 1958.

RÉFÉRENCES

[1] Bernas (R.), Proceedings of the International Symposium on Isotope Separation, Amsterdam, 1957, 639.

[2] Bernas (R.), Kaluszyner (L.) et Druaux (J.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 273-280.

[3] The characteristics of the electrical discharge in magnetic fields. N. N. E. S. I-5, McGraw-Hill, 1949.

[4] Cassignol (Ch.), Première expérience de monochromation double en séparation électromagnétique des isotopes. *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 113 A.

[5] Cassignol (Ch.), Proceedings of the International Symposium on Isotope Separation, Amsterdam, 1957, 635.

PHYSIQUE APPLIQUÉE
JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

TOME 19, DÉCEMBRE 1958, PAGE 150 A.
SUPPLÉMENT AU N° 12

ANALYSEUR ÉLECTROSTATIQUE DEMI-STIGMATIQUE POUR LA SÉPARATION DES ISOTOPES

Par C. CASSIGNOL, G. RANC et R. SALVAUDON,
C. E. N., Saclay, Section des Réactions nucléaires à basse température.

Résumé. — Les résultats intéressants obtenus grâce à l'adjonction d'un étage électrostatique au séparateur électromagnétique de Saclay ont permis la poursuite du travail et la correction de certaines faiblesses.

La principale modification porte sur la distribution du champ électrique. En réalisant une double convergence, appelée demi-stigmatisme, on a pu, d'une part, former des images de surface réduite et, d'autre part, augmenter dans de notables proportions le coefficient de transparence de l'appareil. La pureté isotopique des produits de la collection n'est pas affectée par cette modification.

Abstract. — The good results obtained by addition of an electrostatic stage to the electromagnetic separator of Saclay permitted the contination of the work and the correction of residual weaknesses.

The major improvement lies in the electrostatic field pattern. A double convergence was achieved, called half stigmatism. The images are of smaller area and the transmission factor of the apparatus is greater than for the cylindrical field structure. Nevertheless, the isotopic purity of the products collec'ed remains the same.

Le séparateur d'isotopes de Saclay comporte deux étages en cascade : un étage électromagnétique symétrique composé d'un secteur de 60°

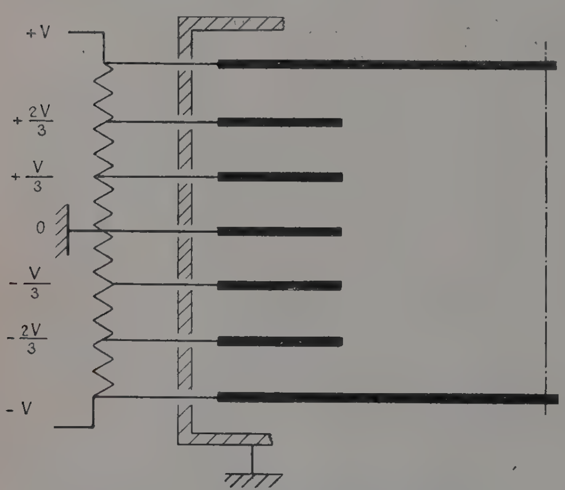


Fig. 1. — Ancienne structure cylindrique avec anneaux de garde.

(R = 50 cm) et d'un étage électrostatique également symétrique, d'angle 105° environ (R = 50 cm) [1] et à structure cylindrique. Cet angle est inférieur aux 127° théoriques nécessaires pour la focalisation des angles. La fente d'entrée et la fente de sortie (collecteur) sont donc écartées du système d'électrodes. La répartition du champ est assurée par les électrodes terminales et par la présence de 5 électrodes de garde (*fig.* 1) ; les électrodes sont connectées en différents points d'une chaîne de résistances dont le débit, en absence de faisceau, est de l'ordre de 20 mA. La fente d'entrée est localisée dans le plan de focalisation du premier étage et sélectionne la masse à collecter.

Les résultats obtenus grâce à la mise en cascade d'un filtre de quantité de mouvement et d'un filtre d'énergie pour la production d'isotopes très enrichis ont été décrits par ailleurs [2].

Influence de la charge d'espace du faisceau dans l'analyseur électrostatique. — D'une façon générale, les images données par le second étage sont bonnes tant que les phénomènes de la charge d'espace ne se manifestent pas, c'est-à-dire, jusqu'à 10 μA environ, pour des ions de 30 keV d'énergie et de masse moyenne. Le coefficient de transmission de l'étage voisine alors l'unité, à l'alignement mécanique près. Au delà de 10 μA environ, l'action de la charge d'espace provoque l'éclatement partiel du faisceau. La présence du champ électrostatique rend en effet impossible l'accumulation d'électrons dans le faisceau et la charge d'espace ne pourra être compensée. De ce fait, l'image prend des dimensions de plus en plus importantes au fur et à mesure que l'intensité du faisceau croît. Les images obtenues jusqu'à plusieurs dizaines de μA au collecteur restent acceptables, mais le coefficient de transmission est nettement diminué.

A partir de 250 μA environ au collecteur, l'ionisation intense du gaz résiduel provoque des courants d'électrodes importants, modifiant profondément les potentiels appliqués. Une focalisation latérale accidentelle se produit alors, limitant la

longueur de l'image dans des limites acceptables et produisant une augmentation brutale du courant au collecteur. Pratiquement, le domaine d'intensité le plus fréquent (50-250 μA) est affecté par les effets de la charge d'espace (*fig.* 2).

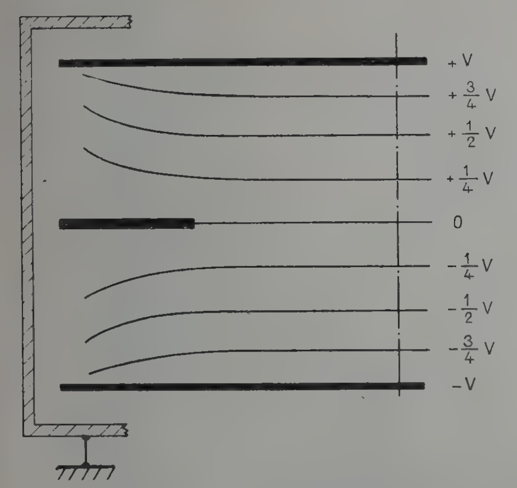


Fig. 2. — Réseau d'équipotentielles.
Structure symétrique sans anneaux de garde.

L'apparition des différents phénomènes en fonction de l'intensité du faisceau est naturellement liée à la valeur de la pression de l'enceinte, à l'énergie des ions et à la résistance électrique propre de la chaîne.

L'enrichissement isotopique obtenu semble être indépendant de la dimension de l'image ; en effet, le filtre électrostatique agit surtout par le changement de direction imposé au faisceau, éliminant les neutres rapides (ions ayant capturé un électron) et les ions multichargés (ions ayant perdu un ou plusieurs électrons). Seuls, les ions ayant subi une collision sans échange de charge ne peuvent être éliminés par l'étage électrostatique. Ce sont les premiers surtout qui sont la cause principale de la contagion isotopique [2]. Il serait donc vain, à ce point de vue, de vouloir obtenir une image peu étendue.

Les utilisateurs d'isotopes — les physiciens nucléaires, en règle générale — désirent des « cibles » se rapprochant d'un cercle de faible diamètre (10 mm au plus), d'une densité superficielle donnée. La forme très allongée de la raie est donc peu avantageuse. Les quantités d'isotopes recueillies sont en effet rarement surabondantes. On se trouve donc devant la double alternative de réaliser la densité superficielle donnée et de collecter une quantité beaucoup plus grande que nécessaire ou de procéder par voie chimique ou parfois physique au transport des isotopes recueillis sur une cible de dimensions convenables [1].

Pour des ions qui se condensent au premier choc (Mg sur Cu par exemple), la densité superficielle dépendra uniquement de la surface d'impact du faisceau. Pour le cas plus général d'ions se condensant au second ou au troisième choc, c'est le périmètre de la surface d'impact du faisceau qui sera déterminante. A surface égale, le cercle sera donc plus favorable que la raie.

Ces considérations conduisent à rechercher la possibilité de la formation d'une image circulaire en bout du filtre d'énergie, alors que l'objet est une raie.

Un avantage supplémentaire que peut présenter cette optique réside dans la compensation de la divergence latérale due à la charge d'espace.

Calcul du demi-stigmatisme. — Le problème général est le suivant : le champ électrostatique du sélecteur doit avoir deux composantes perpendiculaires telles que la focalisation transversale et la focalisation latérale concourent à former une image ponctuelle en partant d'une raie. Nous conviendrons d'appeler demi-stigmatisme une optique ayant ces propriétés.

Dans un secteur cylindrique, le champ suivant R a pour valeur :

$$E_{\mathrm{R}} = E_0 R_0 / R.$$

L'indice du champ défini par

$$n = -\frac{R_0}{E_0} \frac{\partial E_r}{\partial R}$$

est alors égal à 1.

La focalisation a lieu pour un angle de $180°/\sqrt{2}$ soit de 127°.

Dans un secteur sphérique, le champ suivant R a pour valeur :

$$E_{\mathrm{R}} = E_0 R_0^2 / R^2.$$

et l'indice du champ est égal à 2.

La focalisation stigmatique a lieu pour un angle de 180°. Le cas qui nous intéresse est donc intermédiaire entre le condensateur cylindrique et le condensateur sphérique. L'indice qui devra lui correspondre sera tel que $1 < n < 2$.

Les équations de mouvement s'écrivent dans le cas général non-relativiste :

$$\left\{\begin{array}{l} m(\mathrm{d}^2 r/\mathrm{d}t^2) = mr(\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}t)^2 + eE_r \\ \qquad\qquad\qquad = mr(\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}t)^2 + eE_0(1 - nx/r_0) \\ m(\mathrm{d}^2 z/\mathrm{d}t^2) = eE_z = eE_0(n-1)\, z/r_0 \\ mr^2(\mathrm{d}^2 \theta/\mathrm{d}t^2) = 0. \end{array}\right.$$

[1] Ces transports d'isotopes sont aussi parfois nécessités pour des raisons de pénétration des ions dans la cible.

Considérons le mouvement suivant z.

On a toujours :

$$\mathrm{d}/\mathrm{d}t = v\,\mathrm{d}/\mathrm{d}s$$

donc :

$$mv^2(\mathrm{d}^2 z/\mathrm{d}s^2) = eE_0(n-1)\,z/\rho_0$$

soit :

$$\frac{\mathrm{d}^2 z}{\mathrm{d}s^2} = \frac{eE_0}{mv^2}(n-1)\frac{z}{\rho_0}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 z}{\mathrm{d}s^2} + \frac{n-1}{\rho^2} z - 0.$$

On trouverait de même, suivant x :

$$\frac{\mathrm{d}^2 x}{\mathrm{d}s^2} + \frac{3-n}{R_0^2} x = 0.$$

Ces deux équations s'écrivent par rapport à θ respectivement :

$$\frac{\mathrm{d}^2 z}{\mathrm{d}\theta^2} + (n-1)\,z = 0$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 x}{\mathrm{d}\theta^2} + (3-n)\,x = 0.$$

Écrivons que la focalisation doit avoir lieu pour une demi-période suivant X :

$$T/2 = \pi/2\omega = \pi/\sqrt{\sqrt{3-n}}$$

et pour un quart de période suivant Z :

$$T/4 = \pi/2\omega = \pi/2\sqrt{n-1}.$$

L'indice du champ satisfaisant à ces conditions sera :

$$n = 7/5 = 1{,}4.$$

Le nouvel angle de refocalisation sera :

$$\pi/2\sqrt{1{,}4-1} = 142^\circ{,}2.$$

Le rayon de courbure suivant Z sera obtenu à partir de la relation :

$$n = 1 + (R/\rho).$$

On a :

$$\rho = R/(n-1) = 50/0{,}4 = 125 \text{ cm}.$$

L'allongement total du sélecteur sera de :

$$50 \text{ tg } (142^\circ - 127^\circ) = 13 \text{ cm}.$$

Les conditions imposées pour réaliser le demi-stigmatisme sont compatibles avec les impératifs mécaniques de l'installation actuelle.

Étude au papier rhéographique. — La réalisation d'électrodes à double cintrage se heurte à certaines difficultés et il paraît plus avantageux d'imposer le champ convenable par la modification de la structure des électrodes de garde existantes.

Dans ces conditions, le rayon $R = 50$ cm se conserve et seul, le champ transversal doit être adapté au calcul précédent. La charge d'espace du faisceau étant considérée comme négligeable, l'étude est réalisée à l'aide du papier rhéographique.

Les différentes figures jointes montrent le réseau d'équipotentielles obtenues dans les cas suivants :

1) Structure ancienne sans électrodes de garde (*fig.* 2). Alimentation symétrique. La moitié inférieure du réseau présente une courbure approximativement égale au rayon de courbure cherché.

2) Structure ancienne sans électrodes de garde (*fig.* 3). Alimentation dissymétrique. Lorsque l'électrode centrale a son potentiel fixé à une valeur différente de zéro, le réseau d'équipotentielles est profondément modifié. En particulier, l'équipotentielle zéro présente une courbure finie.

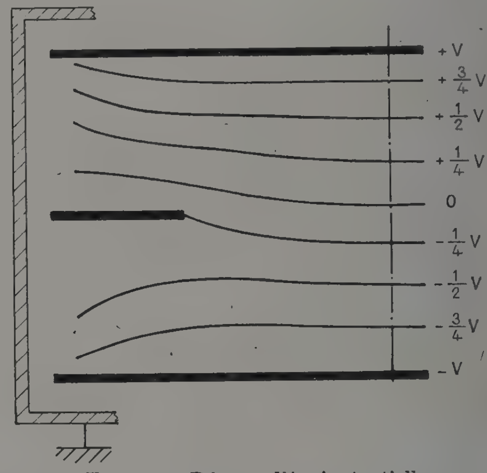


Fig. 3. — Réseau d'équipotentielles. Même structure, mais alimentation dissymétrique.

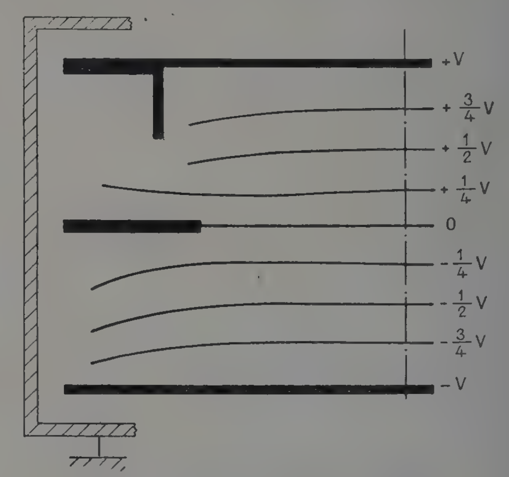


Fig. 4. — Réseau d'équipotentielles. Structure pour réaliser le demi-stigmatisme.

Des réseaux 1 et 2 il résulte que, seule, la partie

supérieure devra recevoir des électrodes supplémentaires, afin de renverser le rayon de courbure des équipotentielles de cette région. Le potentiel de l'électrode centrale réglé au voisinage de zéro, constituera un paramètre de réglage de l'optique.

3) Structure d'essais. Alimentation symétrique (*fig.* 4). L'emplacement et les dimensions de la cornière ont été choisis pour obtenir une courbure des équipotentielles approximativement conforme au calcul.

Réalisation de la structure. — La photographie montre la structure réalisée. Les différentes électrodes réalisées en acier inox sont rendues solidaires par des colonnes en stéatite protégées par des cylindres en acier inox. La présence de ces cylindres modifie évidemment la répartition du champ en leur voisinage. Il a été impossible d'en tenir compte dans l'étude rhéographique.

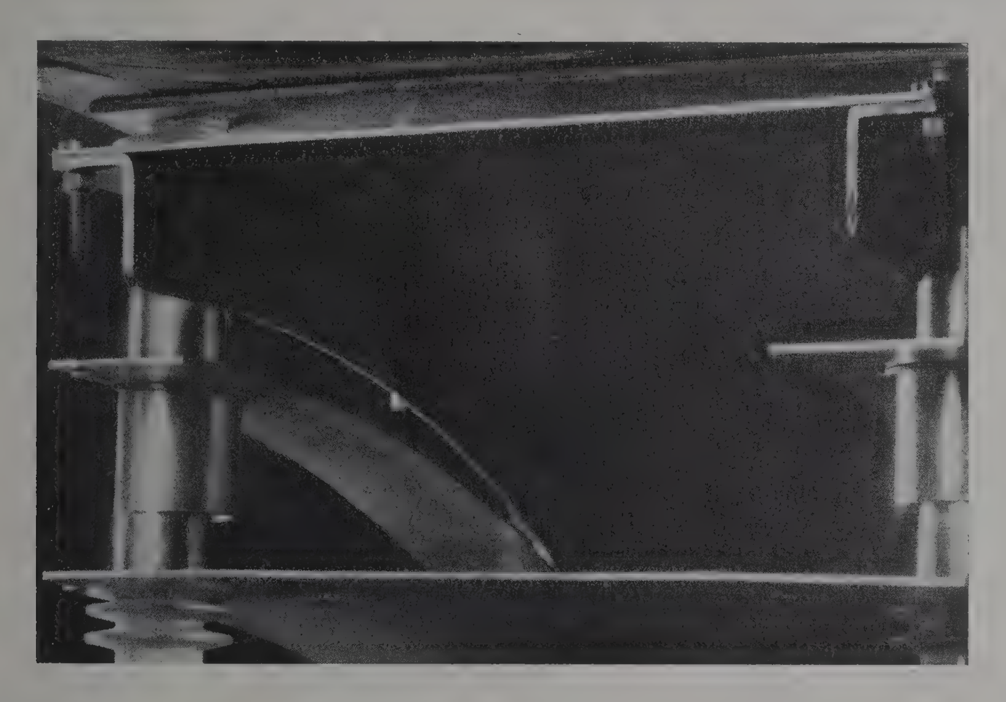


Fig. 5. — Photographie de la nouvelle structure d'électrodes.

Résultats expérimentaux. — La nouvelle structure est utilisée depuis plusieurs mois et donne entière satisfaction. En raison des approximations faites, l'image, en absence de charge d'espace, n'est pas un point mais une petite surface ramassée de l'ordre de 1 cm². Au fur et à mesure que l'intensité du faisceau croît, l'image s'agrandit progressivement, mais reste de dimensions acceptables jusqu'à 2 mA au moins. Pour cette dernière valeur, l'image atteint une surface de 5 cm × 1 cm environ (^{26}Mg). La transparence reste, contrairement à la structure cylindrique, largement indépendante de l'intensité du faisceau. Le réglage de la tension de l'électrode centrale s'est révélé très utile pour ajuster la forme de l'image.

Manuscrit reçu le 24 septembre 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cassignol (Ch.), *J. Physique Rad.* (Physique Appliquée), 1956, **17**, supplément au n° 11.

[2] Proceedings of the International Symposium on Isotope Separation, Amsterdam, avril 1957.

SUPPLÉMENT AU N° 12
TOME 19, DÉCEMBRE 1958, PAGE 154 A.

APPAREILLAGE DE MESURE DE LA SENSIBILITÉ LOCALE DES PHOTOMULTIPLICATEURS

Par G. PIETRI et C. ARVIN,
Laboratoires d'Électronique et de Physique Appliquée, Paris.

Résumé. — Après avoir rappelé l'intérêt que présente, pour l'utilisateur comme pour le fabricant, la connaissance de la sensibilité locale des photomultiplicateurs, on décrit un appareillage de laboratoire qui a été conçu pour permettre une analyse commode et rapide de cette sensibilité.
L'appareil, dénommé « Marguerite », pour rappeler le mode d'exploration qu'il utilise, est caractérisé par le fait que le balayage est obtenu par un procédé purement optico-mécanique, à l'exclusion de toute électronique ; ce qui lui assure robustesse, simplicité de réalisation et de réglage et prix de revient modique.
De nombreuses illustrations montrent que cet équipement permet d'analyser tant l'uniformité de la cathode proprement dite que celle du photomultiplicateur dans son ensemble, vu de l'anode.

Abstract. — After pointing out how important it is, for user as well as for manufacturer, to be able to check local sensitivity of photomultiplier tubes, the paper describes a laboratory equipment specialy devised for a fast and easy measurement of this sensitivity.
The apparatus named " Marguerite-explorer " (from the name of Daisy flower) by reference to the light-scanning patern, is entirely optico-mechanical, without any contribution of electronic means. It has been so designed to meet ruggedness, simplicity in manufacturing and working and low cost.
Many photographs are shown of uniformity tests, taken, as well as at the photocathode itself as at the anode of the photomultiplier tubes.

Introduction. — Au nombre des qualités que l'utilisateur demande à un photomultiplicateur figure l'uniformité de sensibilité sur l'ensemble de la photocathode. L'importance de cette uniformité dépend de l'usage que l'on fait du P. M. (1). Si le flux lumineux étudié peut être, lui-même uniformément réparti sur la cathode, celle-ci n'intervient que par sa sensibilité moyenne globale, ce qui supprime toute conséquence aux variations locales de cette sensibilité. Un cas typique est celui des transmissions de télécinéma par « flying spot ». On s'arrange pour placer la photocathode à la pupille de sortie du système optique si bien qu'elle se trouve totalement et uniformément éclairée par un flux proportionnel à la transparence du point analysé. Tout effet de tache due à la cathode est ainsi éliminé. Si, par contre, on envisageait de former sur la surface de la cathode l'image optique de la photo (ou du film) analysée, l'image électronique finale reflèterait strictement le « relief de sensibilité » de la photocathode.

La difficulté, qui est évitée par des moyens optiques dans l'exemple ci-dessus exposé, se retrouve par contre avec acuité dans le cas de la détection de scintillations. Celles-ci peuvent se produire en des points quelconques du volume scintillateur et par conséquent chacune d'elles affectera une zone (rarement ponctuelle certes, mais toujours assez localisée), de la photocathode et, surtout, cette zone différera d'une scintillation à l'autre. Dès lors, si l'on veut faire une sélection d'amplitude, il est important que la sensibilité du photomultiplicateur soit indépendante de la zone de cathode éclairée.

Nous nous proposons de décrire un appareillage que l'on a voulu aussi simple et maniable que possible, conçu dans le but d'apprécier l'uniformité de sensibilité des tubes photoélectriques.

Précieux à l'utilisateur qui peut ainsi sélectionner les tubes, il l'est plus encore pour le fabricant auquel il permet d'apprécier l'efficacité des méthodes mises en œuvre pour assurer aux photomultiplicateurs l'uniformité de réponse désirable.

Principes généraux. — L'idée directrice qui a été retenue est « d'explorer » la photocathode à étudier au moyen d'une tache lumineuse de petites dimensions et de flux constant. On provoque ainsi un signal électrique variable, en général, au cours du temps, qui représente, à chaque instant, en valeur relative, la sensibilité locale au point illuminé.

Si le photomultiplicateur est monté en diode et le signal prélevé dans la cathode, par exemple, la mesure renseigne sur la distribution de sensibilité de la couche cathodique seule.

Mais dans l'utilisation effective d'un photomultiplicateur, ce qui est intéressant c'est de connaître ce que nous nommerons sa « sensibilité vue de l'anode ». Cette dernière fait intervenir outre la sensibilité locale de cathode, l'efficacité (elle aussi variable, en général, selon le point considéré), avec laquelle les photoélectrons sont collectés puis multipliés jusqu'à l'anode.

L'appareil réalisé permet, en conséquence, d'ali-

(1) Dans la suite du texte P. M. sera uniformément utilisé pour photomultiplicateur.

menter à volonté le tube soumis à l'essai, soit en photocellule, soit en photomultiplicateur complet.

Restent à définir les deux principes essentiels qui caractériseront cet équipement : le mode « d'exploration » de la cathode ; le mode de « présentation » du signal électrique délivré par le photomultiplicateur.

Solutions retenues. — L'idée de réaliser un matériel de laboratoire simple à assembler, à régler, à dépanner, aisé à mettre en œuvre et aussi peu coûteux que possible a toujours orienté notre travail. C'est pourquoi nous avons délaissé l'arsenal des techniques télévision, notamment le balayage par « flying-spot » tenu pour inutilement délicat et onéreux, pour adopter une solution mixte : balayage par un procédé optico-pécanique et restitution sur un oscillographe de mesure. Tout en nous efforçant de conserver à l'appareil un domaine d'usage très large, comme on le verra au cours de la description, nous l'avons toutefois limité à la classe des phototubes à cathodes semi-transparentes « en bout » ; on sait qu'en pratique tous les photomultiplicateurs modernes sont de ce type.

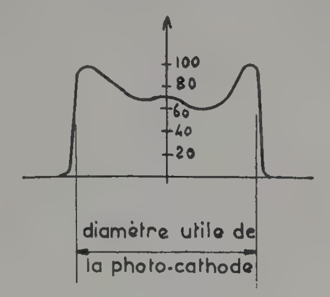


Fig. 1. — En ordonnées sensibilité locale (unités arbitraires).

Le balayage s'opère selon un diamètre de la photocathode ; la restitution sur l'écran de l'oscillographe représente par conséquent une « coupe » de la sensibilité locale selon ce diamètre. La figure 1 montre l'allure d'une telle coupe, par un plan « méridien » (²), de la surface représentative de la sensibilité sur la cathode.

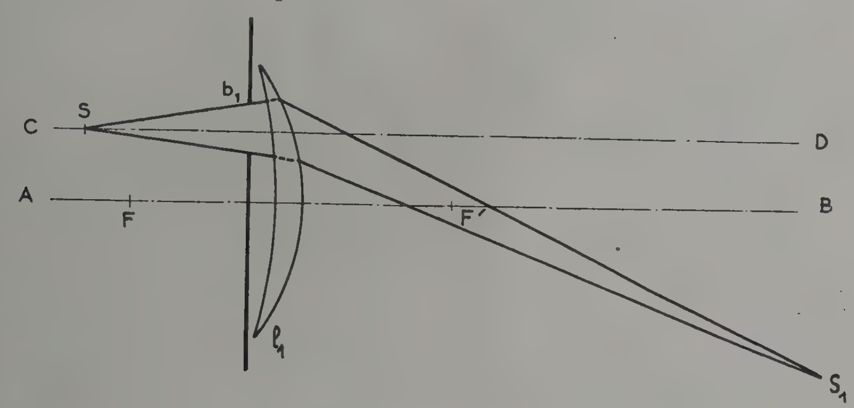


Fig. 2. — Principe d'obtention d'un balayage circulaire par lentille excentrée.

Supposons donc obtenu le mouvement de va et vient de la tache lumineuse selon un diamètre ; si de plus nous savons, d'un balayage au suivant, imprimer à ce diamètre un mouvement lent de précession, la « coupe » visible sur l'écran de l'oscillographe représentera successivement toutes les sections méridiennes de la surface de sensibilité. Si l'oscillographe est rémanent, ou si l'on prend une photo avec pose suffisante, nous verrons la superposition des rabattements de toutes ces sections, comme sur la photo 1.

Principe du balayage optico-mécanique. — Considérons (*fig.* 2) une lentille l, dont on ne conserve, par diaphragmation, qu'une portion excentrée par rapport à son axe optique principal AB, et une source lumineuse ponctuelle S, située sur l'axe CD mené parallèlement à AB par le centre de la portion utile de la lentille. L'image de S se formera, au premier ordre, en S_1, comme si la totalité de l, était utilisée.

Mettons à présent l_1 en rotation autour de CD, on voit que S_1 balaye un cercle.

Plaçons immédiatement au delà de l_1, une seconde lentille l_2 de même puissance, également excentrée et tournant autour de CD à la même vitesse mais en sens inverse. On comprend que la combinaison de ces deux mouvements de rotation uniforme équivaudra à une oscillation selon une loi sinusoïdale du temps dans le plan de symétrie du système des lentilles.

La figure 3 représente le montage d'ensemble dans son principe : la source S est en fait un diaphragme éclairé par une lampe. Les portions utiles b_1 et b_2 de l_1 et l_2 sont limitées par un dia-

(²) « Méridien » si tant est que la surface représentative soit de révolution.

phragme unique centré sur l'axe optique du montage CD. L'ensemble $l_1 + l_2$ forme l'image S_2 de S sur le plan p.

C'est dans ce plan qu'on placera la surface photosensible, elle aussi centrée sur CD. La figure 4 illustre, en quatre phases, comment se déplace le

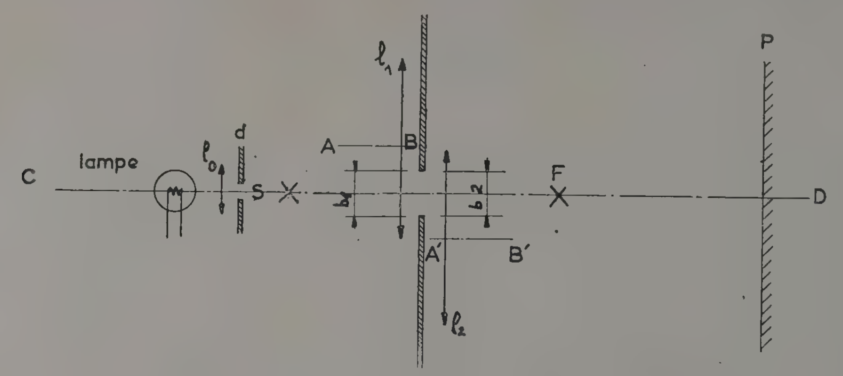


Fig. 3. — Schéma de principe du balayage sinusoïdal linéaire.

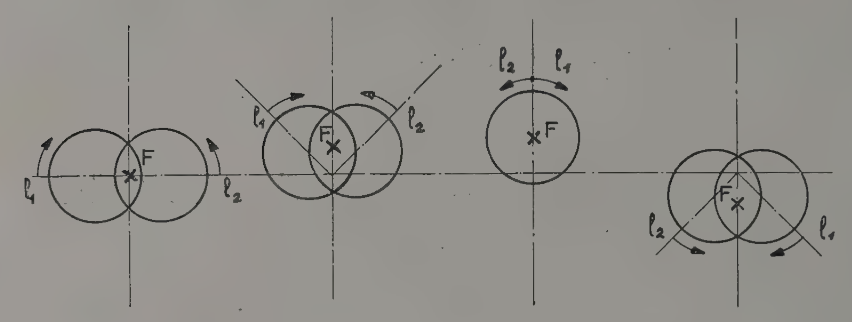


Fig. 4. — Position relative des lentilles et déplacement du foyer image au cours du balayage.

foyer objet F du système formé par $l_1 + l_2$ au cours d'un cycle de leur rotation. Le mouvement de S_2 est le même à une homothétie près. La première phase dans laquelle F est située sur CD, correspond au cas de la figure 3.

Reste à provoquer le mouvement de précession du plan d'oscillation de S_2. Il résultera immédiatement d'un écart, petit en valeur relative, entre les vitesses angulaires ω et $\omega + \Delta\omega$ des deux lentilles. Le lieu décrit par S_2 n'est plus alors un segment de droite immuable mais une courbe à multiples lobes dont la figure 5 donne une idée.

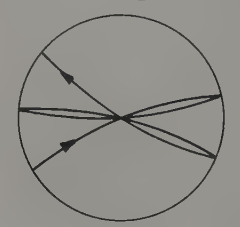


Fig. 5. — Aspect du balayage « Marguerite ».

Sa forme générale nous a fait baptiser ce balayage du nom de « Marguerite ».

Présentation sur l'oscillographe. — On applique à l'entrée verticale de l'oscillographe une d. d. p. proportionnelle à l'émission instantanée de cathode ou au courant instantané d'anode du P. M. selon le cas. En pratique cette tension apparaît aux bornes d'une charge de 1 Mégohm qui peut être la résistance d'entrée de l'oscillographe lui-même.

Pour l'analyse directe de la cathode, une sensibilité de 5 mV/cm est souhaitable ; pour l'analyse « vue de l'anode », le gain du multiplicateur intervenant, la question de sensibilité de l'oscillographe ne se pose pas.

L'exploration de la photocathode s'opérant à vitesse lente, comme on le verra plus loin, un oscillographe BF convient très bien. Aucun problème de bande passante ne se pose et une forte sensibilité est aisée à obtenir.

Le balayage de l'oscillographe étant linéaire au cours du temps alors que celui de la cathode est sinusoïdal, comme on l'a dit, on peut craindre que la représentation obtenue n'ait subi une anamorphose. En toute rigueur c'est exact. En pratique, il faut avoir soin de régler l'amplitude du balayage largement débordante par rapport au diamètre utile de la cathode étudiée. L'appareil permet un

tel réglage comme on le verra plus loin. Dans ces conditions, la zone utile de l'exploration sinusoïdale est assez voisine d'une exploration linéaire (*fig.* 6).

Ce réglage débordant est par ailleurs nécessaire

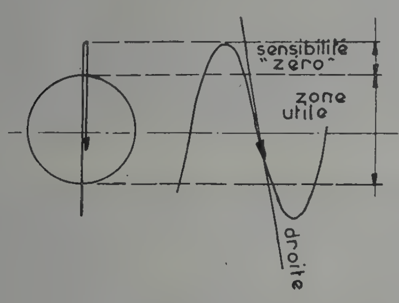


Fig. 6.

pour que le diagramme de sensibilité présente un net palier de « sensibilité nulle » correspondant à la période où la tache lumineuse sort du domaine utile de la cathode, palier destiné à repérer le niveau zéro de l'échelle des sensibilités.

Disons enfin que selon que l'on déclenche l'oscillographe une seule fois pour un aller et retour de la tache lumineuse d'exploration ou au contraire une fois par front de signal, l'oscillogramme prend l'une des deux allures de la figure 7.

Description du matériel. — C'est une réalisation de laboratoire extrêmement simplifiée, dont la photo 7 montre une vue d'ensemble. Dans le compartiment supérieur, on distingue la plaque de base, qui par un jeu de bagues interchangeables, permet de recevoir les divers types de tubes, de 25 à 125 mm de diamètre, ainsi que les deux boutons de réglage destinés à centrer correctement les cathodes sur l'axe optique. Ici un 54 AVP est en position d'essais.

On entrevoit les piles HT utilisées dans la mesure en photo-cellule. Dans la mesure du photomultiplicateur vu de l'anode un support vient s'adapter sur le culot du tube et par un cordon à multiples conducteurs le raccorde à un pont d'alimentation visible à la partie inférieure de la baie située sur la droite du document. On remarque aussi le couvercle (levé pour l'instant) assurant à la fois l'obscurité et le blindage électrostatique. La portion inférieure comporte la lanterne et son diagraphme-objet S, d'une part, le bloc de balayage avec son moteur et les deux lentilles, d'autre part. Les deux blocs sont mobiles le long de l'axe optique de telle sorte que la mise au point sur le plan de la cathode soit toujours assurée et que néanmoins on puisse régler à volonté le grandissement donc le diamètre de la tache d'exploration ainsi que l'amplitude de balayage.

On voit enfin l'oscillographe sur lequel le signal est envoyé ainsi que l'appareil photographique, en position de prise de vue.

La latitude de réglage du balayage est compatible avec la gamme des diamètres de cathodes mesurables ; le diamètre de la tache est maintenu (par modification du diaphragme S au besoin) égal à 1/10 de celui de la cathode explorée. L'expérience prouve que les résultats ainsi obtenus sont suffisamment « fouillés ».

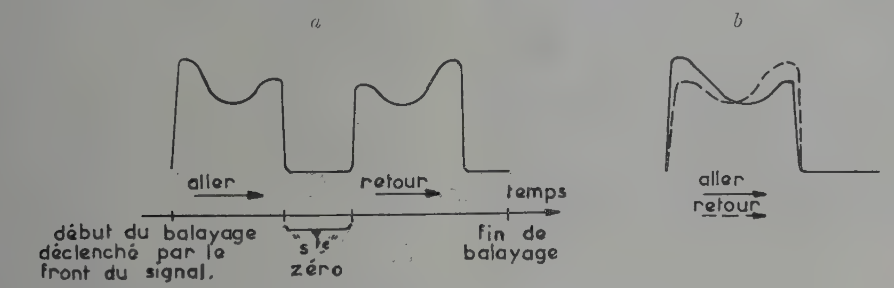
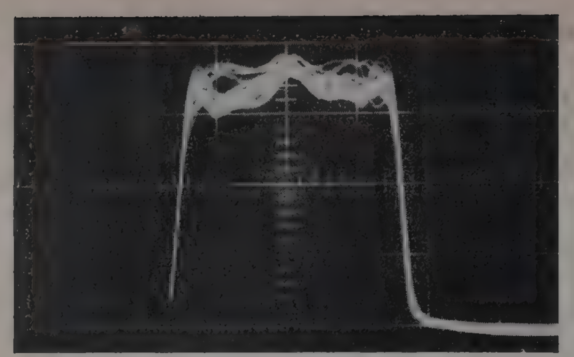


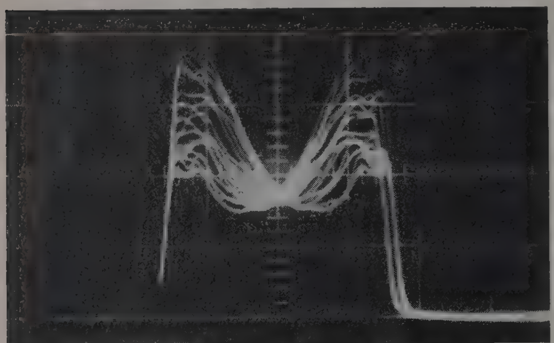
Fig. 7. — Aspect des oscillogrammes.
a) Un seul déclenchement par aller-retour. *b*) Un déclenchement aller, un déclenchement retour.

La lampe à filament de tungstène ramassé est alimentée en continu pour éviter l'apparition d'une composante à 100 pps, sur les oscillogrammes, à partir du secteur redressé et filtré. On ajuste le flux lumineux sur la cathode soit en modifiant le régime de la lampe soit en introduisant des filtres neutres atténuateurs. Il est également possible d'interposer des filtres colorés pour obtenir des relevés de sensibilité non plus en blanc mais dans un domaine spectral spécifié. L'éclairement, en blanc A, dans le plan de la cathode est de l'ordre de 50 lux au maximum.

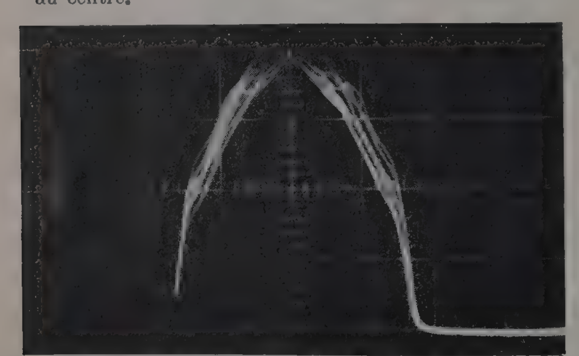
La vitesse angulaire ω des lentilles correspond ici à 20 tr/s et l'écart relatif $\Delta\omega/\omega$ a été fixé à 1/30. La « Marguerite » présente donc 30 « pétales » décrits chacun en un aller-retour de 0,05 s. Une exploration complète exige donc 1,5 s. On voit que, même sur les bords, l'analyse est assez fine puisque la tache exploratrice de diamètre $d/10$ y progresse de $\pi d/30 \approx d/10$ d'un passage au suivant.



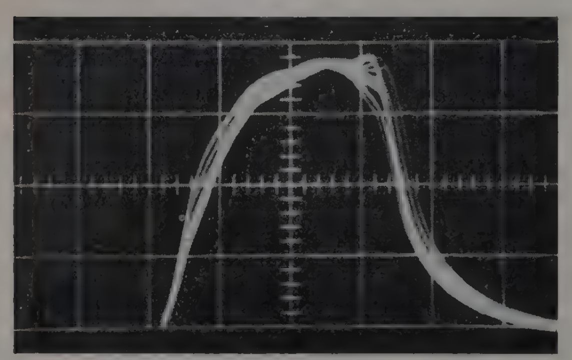
Photographie 1. — Oscillogramme obtenu avec la « Marguerite » pour une photocathode normale.



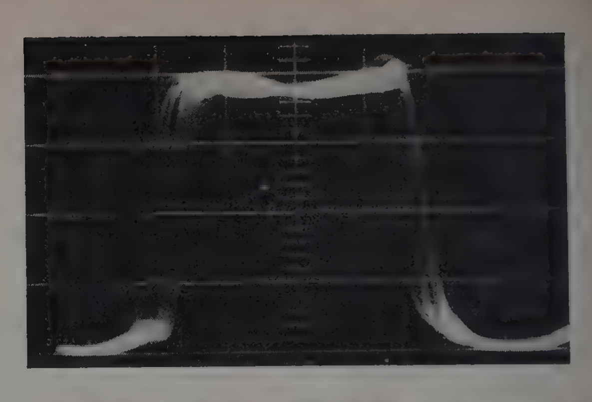
Photographie 2. — Aspect typique de l'oscillogramme d'une photocathode présentant un minimum de sensibilité au centre.

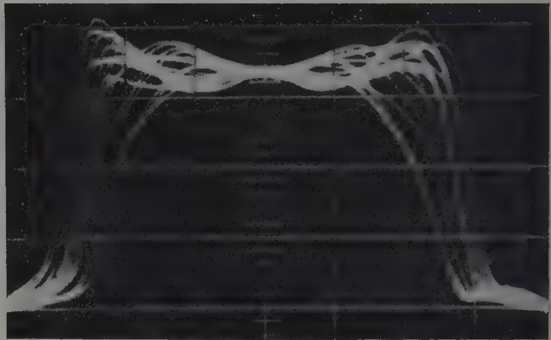


Photographie 3. — Aspect typique de l'oscillogramme d'une photocathode présentant un maximum de sensibilité au centre.



Photographie 4. — Aspect typique de l'oscillogramme d'une photocathode présentant de la traînée.





Photographies 5 et 6. — Caractéristiques d'un même photomultiplicateur vues à la photocathode (photo 5) et à l'anode (photo 6).



Photographie 7. — Vue d'ensemble de l'appareillage « Marguerite ».

Résultats obtenus. — Grâce à la photographie posée des oscillogrammes, on constitue aisément des archives sur microfilm.

La photographie 1 nous a déjà montré l'allure habituelle d'un diagramme de cathode. Les photographies 2 à 5 donnent une idée de quelques configurations typiques. Enfin, la photographie 6 représente le signal vu de l'anode, c'est-à-dire compte tenu des variations de collection et de multiplication.

Remerciements

Le travail qui vient d'être exposé a été réalisé aux Laboratoires d'Électronique et de Physique Appliquées. Qu'il me soit permis de remercier la Direction de cette Société, d'en avoir facilité la menée à bien et la publication. Mes remerciements vont également à tous ceux qui ont étroitement collaboré à la conception et à la mise au point de l'appareillage.

Manuscrit reçu le 3 octobre 1958.

REVUE DES LIVRES

Calvet (E.) et Prat (H.), **Progrès récents en microcalorimétrie** (1 vol., 11 × 17 cm, 150 pages, relié toile, Dunod, Paris, 1958, 898 F.).

Il y a trente-cinq ans, A. Tian imaginait et réalisait un microcalorimètre à compensation par effets Peltier et Joule qui, à partir d'une idée originale, apportait des progrès substantiels dans la technique des mesures calorimétriques. Dès cette époque il montrait les possibilités de ce remarquable appareil.

Singulièrement perfectionné, surtout dans les dix dernières années par E. Calvet, élève et continuateur de Tian, ce microcalorimètre, devenu différentiel, a vu le champ de ses applications s'étendre considérablement. C'est à la gloire de ce bel instrument de recherches et de mesures qu'a été écrit le présent volume, qui s'insère dans la collection des monographies éditées par Dunod.

L'ouvrage est divisé en trois parties d'importances à peu près équivalentes.

Dans la première, après une très rapide étude des différents types de calorimètres et des problèmes posés par la mesure du flux de chaleur échangé entre les enceintes intérieure et extérieure d'un calorimètre, on donne avec de nombreux schémas toutes les indications sur la construction, la théorie, les modes d'emploi, l'étalonnage, du microcalorimètre à conduction de Tian-Calvet, ainsi que sur sa sensibilité, sa fidélité et sa précision.

La seconde partie est consacrée aux applications les plus importantes dans le domaine de la physico-chimie : mesure des chaleurs spécifiques, des coefficients de diffusivité et de conductibilité thermiques, des chaleurs de dissolution, de dilution, de gélatinisation ; mesures thermochimiques ; microcalorimétrie de l'absorption ; applications à la chimie de l'alumine, des ciments, etc...

Enfin, dans une dernière partie, rédigée par H. Prat, passées en revue en certain nombre d'applications à la microcalorimétrie biologique : thermogénèse des végétaux, des microbes, d'animaux à température variable, d'animaux homéothermes. On y trouve l'exposé de résultats extrêmements intéressants qui montrent les très grandes possibilités de l'appareil dans un domaine passionnant de la biologie, encore mal exploré.

Petit ouvrage qui se lit avec plaisir et qui résume, d'une manière très vivante et très simple, une ample moisson de résultats qui font honneur à l'École de microcalorimétrie de Marseille.

P. Rouard.

Fast (J. D.), Van Bueren (H. G.) et Philibert (J.), **La diffusion dans les métaux** (1 vol. relié, 16 × 24, 124 pages, 84 figures. Bibliothèque Technique Philips, Eindhoven (Hollande) et Dunod, Paris, 1957, 2 350 F.).

Fidèles à la langue française, quelques métallurgistes de France, de Belgique et de Hollande invitent de temps à autre des spécialistes à venir discuter avec eux de problèmes d'actualité.

Le colloque sur la diffusion des métaux (Eindhoven, 1956) montre les progrès réalisés dans cette voie depuis l'introduction de nouvelles techniques, telles que celle des radiotraceurs ou celle de la microanalyse par sonde électronique.

L'introduction de Le Claire (Harwell, Grande-Bretagne) frappe par le souci de modeler une formule statistique en tenant compte de l'anisotropie et des défauts du réseau cristallin. Dix communications la suivent, qui sont autant d'exemples d'expériences neuves et approfondies, faisant appel à des appareillages aussi différents que le microscope optique ou le spectrographe de masse, outre les techniques déjà signalées.

Parmi les problèmes les plus neufs, signalons l'étude du couple uranium-zirconium et la propagation de l'hélium dans le germanium ou le silicium.

En bref un volume attrayant et de très haute tenue scientifique sur un sujet ardu.

A. R. Weill.

Weinberg (A. M.) et Wigner (E. L.), **Théorie physique des réacteurs en chaîne à neutrons (The physical theory of neutron chain reactors)**. 1 vol. relié de 801 p., 16 × 24 cm, University of Chicago Press, 1958, en anglais. Prix : $ U. S. A. 15.

Ce livre d'une grande clarté et d'une grande précision comprend l'ensemble des connaissances de physique requises pour un ingénieur nucléaire. C'est un ouvrage théorique de premier ordre, écrit dans le langage mathématique habituel et accessible à tout étudiant scientifique. Il est consacré à la théorie du noyau, fission, résonances, etc... et à la cinétique des neutrons. Son étendue montre qu'il ne s'agit pas d'un ouvrage de vulgarisation, ni même d'enseignement général, mais d'un traité complet destiné aux physiciens et aux ingénieurs. Chapitres : A) Physique nucléaires des réacteurs en chaîne (sections efficaces, résonance, fission, structure en couches) B) Théorie du transport des neutrons (réactions en chaîne, théorie de la diffusion, spectre d'énergie pendant, le ralentissement, thermalisation des neutrons rapides). C) Théorie générale des réacteurs (théorie des réacteurs homogènes, réacteurs non uniformes et réflecteurs, perturbations, réacteurs cinétiques). D) Réacteurs hétérogènes (utilisation thermale, probabilité d'échappement, aire de migration, contrôle des réacteurs statiques).

J. Winter.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 12.
TOME 19, DÉCEMBRE 1958, PAGE 160 A.

L'ÉLECTRONIQUE DU REPTOGRAPHE ENREGISTREUR AUTOMATIQUE DES PHÉNOMÈNES D'ACCOMMODATION DE L'AIMANTATION

Par G. BONNET et R. GARIOD
Centre d'Études Nucléaires de Grenoble

Résumé. — On a présenté ailleurs [1] une description générale de l'appareil et de ses possibilités dans le domaine des mesures physiques. On se propose ici de compléter cette description en insistant sur l'aspect purement électronique de l'enregistreur (diagramme général *fig.* 1).

Abstract. — A previous publication [1] dealt with a general description of the apparatus and its possibilities in the field of physical measurements. The purpose of this publication is to complete this description by emphasizing the purely electronic aspect of the recorder (General diagram Fig. 1).

On a présenté ailleurs [1] une description générale de l'appareil et de ses possibilités dans le domaine des mesures physiques. On se propose ici de compléter cette description en insistant sur l'aspect purement électronique de l'enregistreur (diagramme général *fig.* 1).

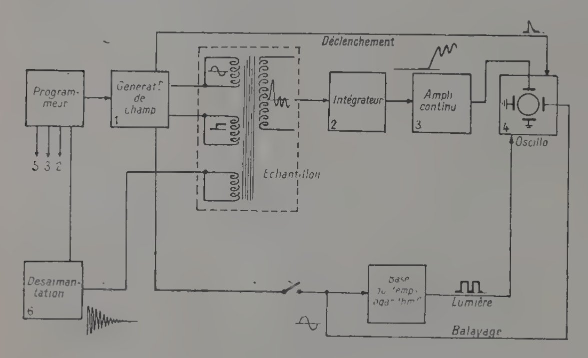


FIG. 1. — Diagramme général.

1° **Générateur de champ.** — On a vu qu'il est nécessaire d'appliquer à l'échantillon étudié un champ magnétisant dont la composante alternative est établie à l'instant précis où sa phase passe par une valeur prédéterminée.

Le diagramme est reproduit figure 2. Un oscillateur R-C à régulation d'amplitude attaque un amplificateur de puissance. La fréquence peut être réglée entre 10 Hz et 1 000 Hz. Pour éviter les régimes parasites transitoires, l'ensemble débite en permanence sur une charge faible devant l'impédance du bobinage de l'échantillon, relié à l'amplificateur par l'intermédiaire d'un relais électronique. Pour synchroniser ce dernier, on utilise des impulsions issues du signal de sortie de l'amplificateur après mise en forme convenable. Ces impulsions ne sont pas transmises tant que le programmeur envoie un courant déterminé dans la diode D1 (la bascule bistable est dans un état tel que le relais électronique est ouvert). Lorsque le courant de bloquage est supprimé, la première impulsion négative qui survient après cet événement aura pour effet de fermer le relais. Les impulsions suivantes n'ont aucune influence sur l'état de ce dernier.

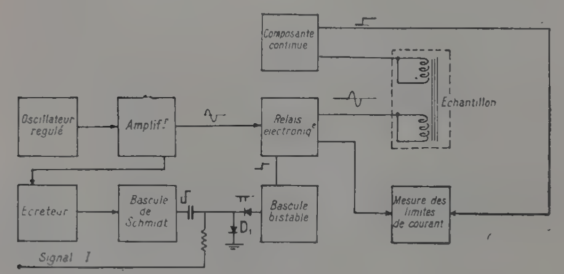


FIG. 2. — Diagramme du générateur de champ.

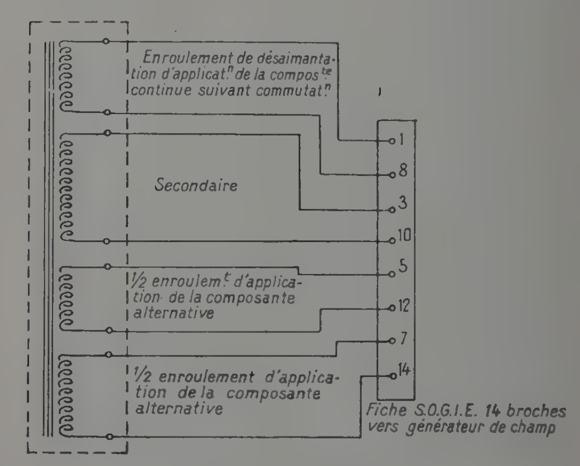


FIG. 3 *bis.* — Échantillon : Branchement des enroulements.

Pour effectuer les réglages de façon rapide, un mélangeur permet de lire directement les extrema

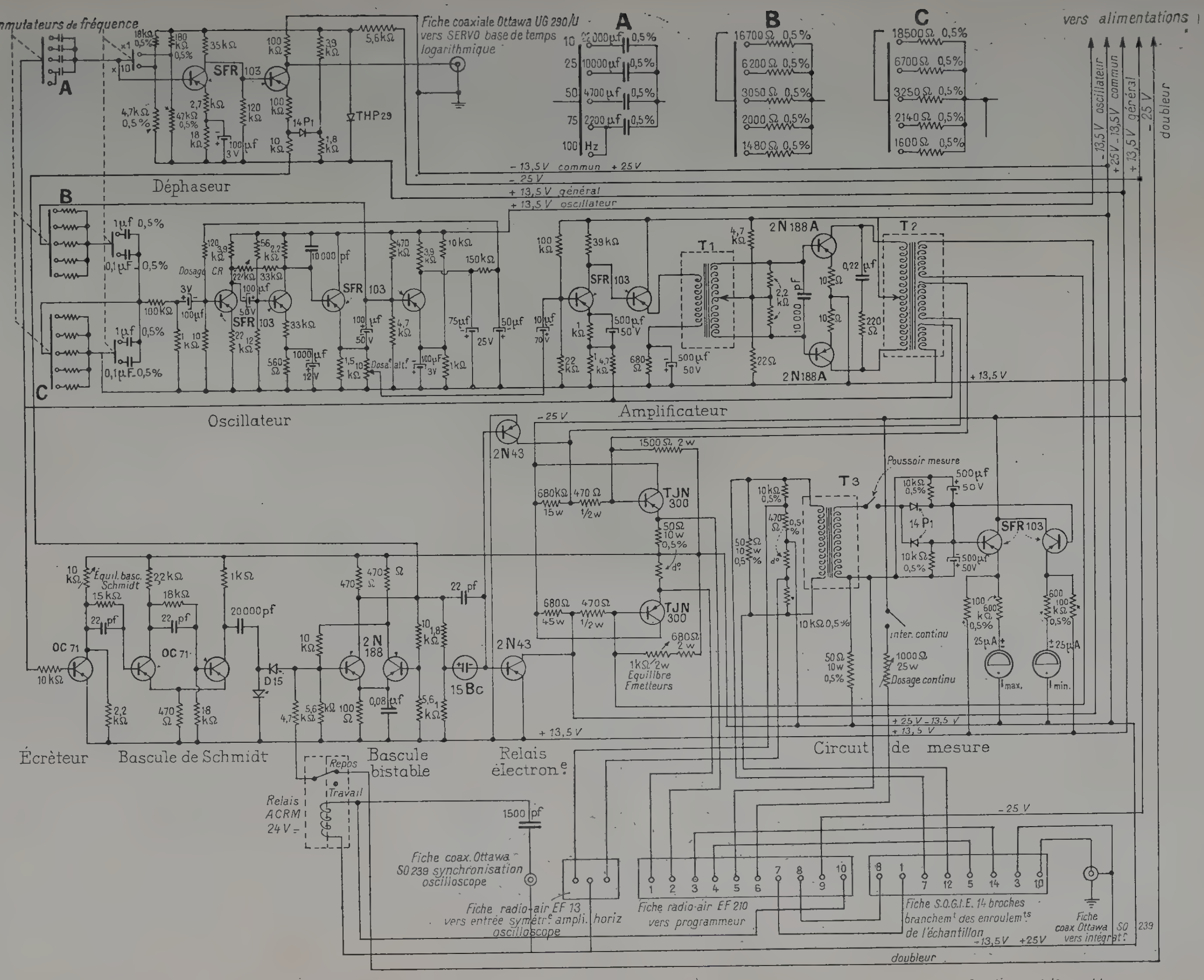


FIG. 3. — Schéma du générateur de champ. Toutes les résistances dont la puissance n'est pas notée sont du type 1/2 watt.

du courant magnétisant total, qui déterminent les cycles dissymétriques. La figure 3 donne le schéma d'un générateur de champ conçu pour les matériaux doux. La valeur crête de la composante alternative peut atteindre 150 mA dans une charge de 100 Ω. On prendra soin d'établir le bobinage de champ de façon à ce que sa réactance instantanée soit inférieure au tiers de la résistance totale, si l'on

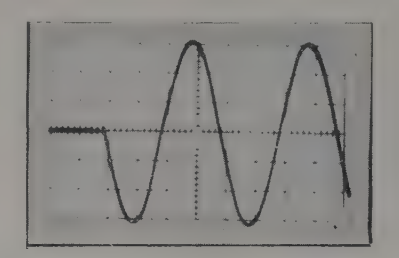


FIG. 4. — Établissement du courant alternatif.

veut que le régime d'établissement du courant apporte une erreur inférieure à 1 % sur l'amplitude de la première alternance (*fig.* 4).

2° **Intégrateur.** — La théorie du réseau intégrateur utilisé a été exposée dans une publication antérieure [2]. Rappelons que l'on obtient par cette méthode une constante d'affaiblissement 10 fois plus faible que celle que donnerait un simple intégrateur RC tout en maintenant l'erreur inférieure à 0,5 % au bout d'une seconde. Les éléments du schéma doivent être liés par les relations :

$$z_1/z_2 . RC = (R + z_1 + z_2) Y \quad (1)$$

$$z_1 \# z_2 \# 5R. \quad (2)$$

La tolérance autour des valeurs calculées en (1) doit être de l'ordre de 0,5 %. On a pris $R = 1$ mégohm, $C = 10 \mu F$.

3° **Amplificateur.** — On a vu [1] que les impératifs d'impédance et de niveau d'entrée ne permettent pas d'utiliser les procédés habituels pour

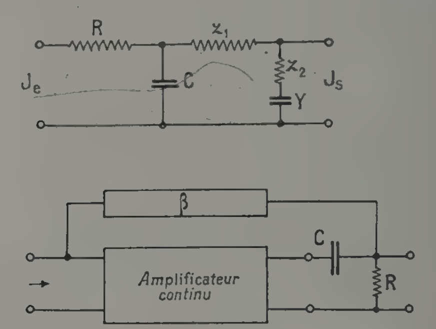


FIG. 5.

les amplificateurs à courant continu. On profite du fait que l'emploi de l'amplificateur est discontinu

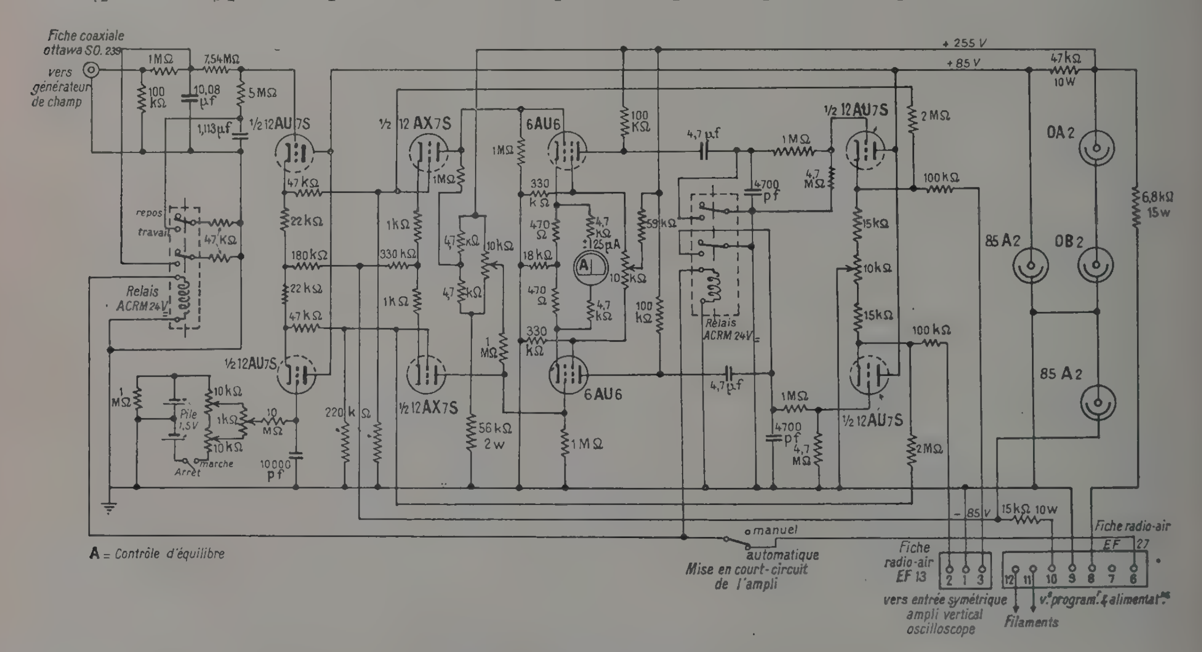


FIG. 6. — Schéma de l'ampli pseudo-continu.
Toutes les résistances sont des résistances à couche de carbone-haute stabilité-tolérance 0,5 %.
Les résistances dont la puissance n'est pas indiquée sont du type 1/2 watt.
Les potentiomètres d'équilibrage sont des résistances bobinées « semi-fixe » Férisol.

pour surmonter cet écueil. Il s'agit de transmettre sans déformation un signal d'une durée d'une seconde, donc de réaliser simplement un amplificateur dont la fréquence de coupure inférieure soit suffisamment basse, mais sans qu'il soit nécessaire de transmettre la fréquence zéro.

Pour une erreur de 10^{-3} sur la transmission d'un échelon, cette fréquence de coupure est de l'ordre de 0,001 Hz.

La constante de temps correspondante n'est pas physiquement réalisable, aussi emploie-t-on l'artifice d'une contre-réaction. Considérons le schéma de principe de la figure 5, la fonction de transfert d'un amplificateur continu idéal de gain G, suivi d'une cellule RC est :

$$s = G\frac{RCp}{1 + RCp}.$$

Si l'on applique une contre-réaction de taux β, la fonction de transfert devient :

$$\mathcal{T} = \frac{G}{1+\beta G}\cdot\frac{(1+\beta G)RC.p}{1+(1+\beta G)RC.p}.$$

Le comportement en régime transitoire aussi bien qu'en régime permanent équivaut à celui d'un amplificateur suivi d'une cellule $R'C'$ de constante de temps K fois plus grande, K étant le facteur de réduction du gain, apporté par la contre-réaction. En réalisant $K = 100$, il est facile de remplir les spécifications à partir d'une simple cellule de constante de temps égale à 5 s. Nous n'avons donc fait que pousser à l'extrême un principe de pratique courante. Si les précautions d'ordre technologique sont suffisantes, la dérive pendant la période utile de travail est de l'ordre de quelques microvolts seulement. Pendant la période de repos, il suffit de court-circuiter la résistance R pour effacer toute tendance de variation du zéro.

Le schéma est dessiné figure 6. L'impédance d'entrée doit être très grande devant la valeur des résistances de l'intégrateur. Un étage séparateur est donc nécessaire pour éliminer l'admittance apparente due à la chaîne de contre-réaction [3]. Cet étage est constitué par un montage à cathode suiveuse avec une forte polarisation qui rend négligeable le courant grille.

L'ensemble de l'amplificateur à courant continu est symétrique, de façon à réduire les perturbations dues aux variations de la tension anodique. De même que les condensateurs de liaison, les condensateurs de l'intégrateur sont court-circuités pendant la période de repos, pour effacer la mémoire de ce circuit.

Le gain résultant est de 40 db, la bande passante de 0,001 Hz à 50 KHz. Le niveau de bruit global, ramené à l'entrée est de 10 μV.

4° **Programmeur.** — L'ensemble des opérations qui constituent un cycle de mesures est commandé par un programmeur à moteur électrique entraînant un certain nombre de cames. L'automatisme a pour intérêt principal de définir une durée bien déterminée pour chaque opération (par ex. délai constant entre la fin de la désaimantation et l'application du champ magnétisant), ce qui augmente la reproductibilité des conditions de mesure.

5° **Désaimantation.** — Nous avons été amenés à construire un appareil d'un type nouveau [4] remplissant les conditions d'une bonne désaimantation qui s'effectue automatiquement pendant une durée totale d'environ 30 secondes.

Le champ de désaimantation est créé dans le matériau par un courant alternatif décroissant dont les caractéristiques imposées par les conditions physiques d'une bonne désaimantation, sont les suivantes :

rapport maximum entre les amplitudes initiales et finales ;

loi temporelle de décroissance convenant à la désaimantation ;

symétrie des enveloppes des alternances de signe opposé ;

amplitude initiale correspondant à environ 4 H_c.

PRINCIPE DE L'APPAREIL :

a) Le montage de base se ramène au schéma équivalent (*fig.* 7). Les caractéristiques du tube L,

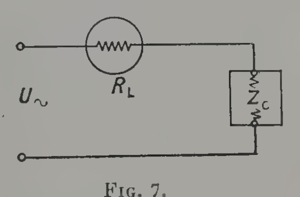


FIG. 7.

pour différentes valeurs de la température de cathode sont tracées figure 8.

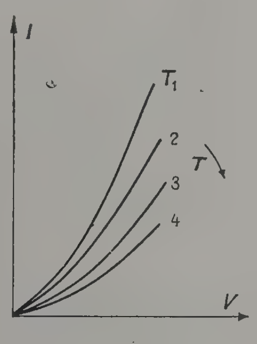


FIG. 8.

Si on supprime la tension de chauffage que l'on avait appliquée quelques secondes, l'évolution en

fonction du temps de la résistance moyenne R_L est celle représentée figure 9.

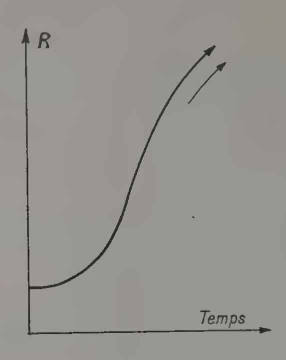


Fig. 9.

En utilisant cette propriété, il est possible d'obtenir une régulation du courant primaire, en effet :

$$I_{1(t)} = \frac{U\sim}{R_{L(t)} + Z_{charge}}$$

(la distorsion de ce courant est faible, figure 10).

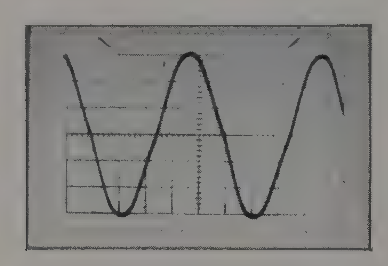


Fig. 10. — Courant de désaimantation.

R_L variant de 75 Ohms à une valeur infiniment grande, le rapport I_0/I_∞ est très grand.

b) Montage pratique (*fig.* 11).

La structure symétrique de l'appareil a été choisie pour obtenir par construction une identité des enveloppes des 2 alternances. Pour cela, l'élément régulateur (irréversible) agit seul sur les alternances de signe opposé grâce au double redressement.

On procède à la régulation de la force magnétomotrice primaire de TS suivant le principe exposé ci-dessus (*a*).

Performances :

— Rapport 10^{-4} obtenu grâce au réglage par R_3 de la compensation du courant de dispersion entre enroulements B_1 et B_2.

— Loi de décroissance : Celle que l'on obtient par suppression d'un courant de chauffage correspond à la loi considérée généralement comme favorable (*fig.* 12).

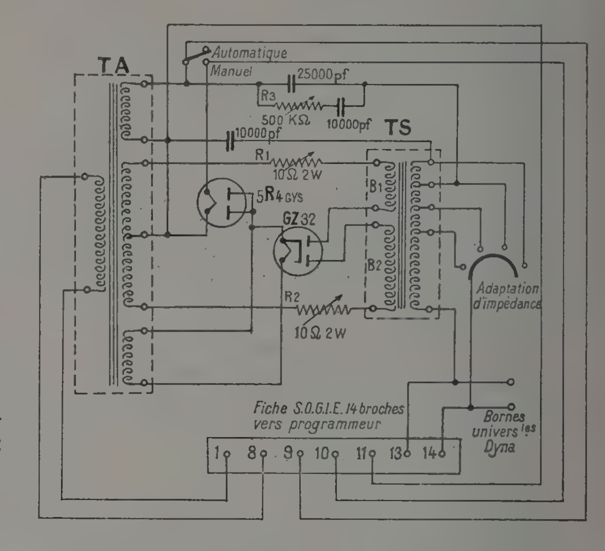


Fig. 11. — Schéma de la désaimantation.

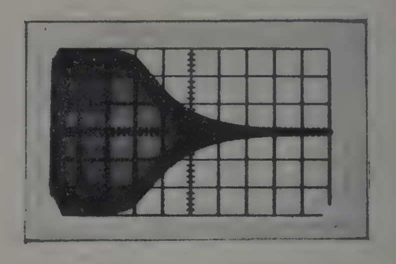


Fig. 12. — Décroissance du courant.

Il est possible d'étendre le procédé, soit en contrôlant la décroissance de la température par le courant de chauffage de la cathode, soit en asservissant la résistance de l'élément régulateur à une loi temporelle quelconque.

— Symétrie des enveloppes : Un réglage d'appoint de cette symétrie peut s'effectuer par R_1 et R_2.

Il est facile de vérifier cette symétrie par l'opération suivante :

Le rapport I_0/I_∞ étant rendu maximum, on procède à la désaimantation d'un barreau dont on vérifie l'absence d'induction rémanente après compensation du champ terrestre.

Une autre opération effectuée après inversion des connexions ne doit pas nécessiter un réajustement du champ de compensation.

— Puissance wattée disponible : 57 watts. On peut d'ailleurs augmenter l'amplitude du courant

de désaimantation (et en même temps diminuer le taux d'harmoniques) en compensant par capacité la réactance de la charge appliquée.

Il est évident que si les caractéristiques de l'échantillon nécessitent une puissance wattée plus importante, la régulation de la décroissance peut être réalisée par un élément de forte puissance.

6° Groupe alimentations (*fig.* 13).

A) ALIMENTATIONS « GÉNÉRATEUR DE CHAMP » A TRANSISTORS :

Leurs conditions d'emploi nécessitent une réponse aux variations de charge sans régime transitoire gênant.

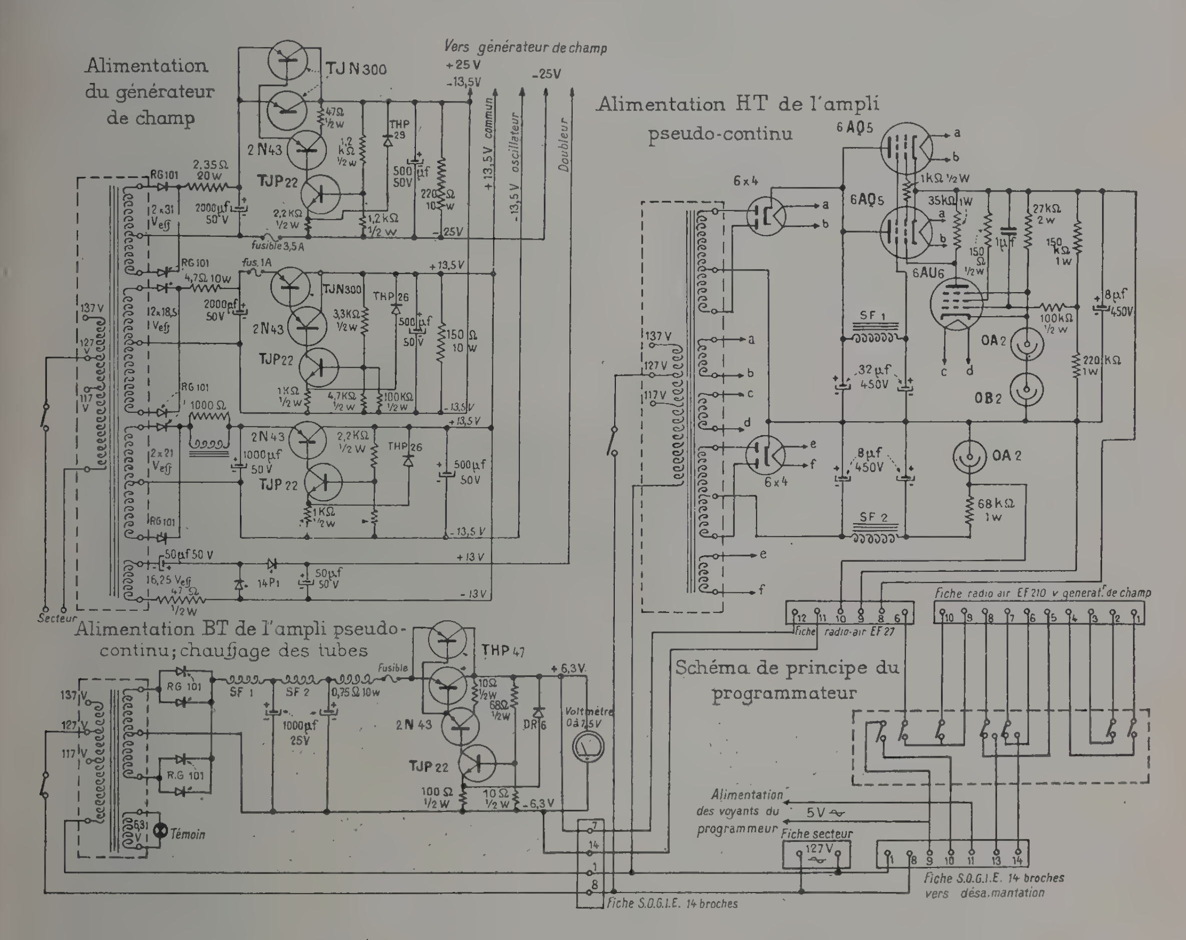


FIG. 13. — Schéma des alimentations et du programmeur.

La difficulté réside dans le fait que l'on se propose d'éviter l'emploi d'un trop grand nombre de transistors de commande, tout en remplissant les conditions de régulation pour $\pm$ 10 % secteur et une variation totale de charge.

Pour la charge maxima, il est nécessaire, quelles que soient les conditions extérieures de respecter les limites de dissipation et de tension émetteur-collecteur imposées au transistor de puissance. Le filtrage self en tête est exclu, et il faut réaliser une alimentation capacité en tête. En effet, la condition « $V_{EC} > V_{EC}$ minimum » ne serait pas remplie ($L\,dI/dt$).

Une précaution est à prendre pour les diodes de redressement : mise en série d'une résistance pour limiter le courant de première charge des capacités de forte valeur employées.

Performances :

a) 25 V : Débit variant de 0 à 1A :
$\Delta V_S = 150$ mV.
Ronflement en charge :
5 mV crête à crête.
Stabilité pour 10 % secteur :
$\Delta V_S / V_S \# 4 \times 10^{-3}$

b) 13 *V* : Débit variant de 0 à 500 mA :
$\Delta V_S = 100$ mV.
Ronflement en charge :
5 mV crête à crête.
Stabilité pour 10 % secteur :
$\Delta V_S/V_S \# 4.10^{-3}$.

B) Alimentation amplificateur continu :

a) 300 *V* — 25 *mA* : alimentation sans grande performance destinée à alimenter les tubes néon de stabilisation de la HT.

— pour 10 % secteur : $\Delta V_S/V_S \# 5 \times 10^{-3}$;
— ronflement : 3 mV crête à crête.

b) 6,3 V — 1,5A : à transistors pour les filaments. L'amplificateur étant très sensible aux fluctuations et au ronflement de la tension « filaments », une alimentation de ce genre est indispensable pour lui assurer une stabilité suffisante et diminuer le bruit.

— 10 % secteur : $\Delta V_S/V_S = 2 \times 10^{-3}$;
— ronflement : 2 mV crête à crête.

Manuscrit reçu le 22 septembre 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bonnet (G.), Dautreppe (D.), Gariod (R.), « Le Reptographe », communic. Coll. Internat. Magnétisme, Grenoble, 1958 (à paraître dans *Journal de Physique et Radium*).
[2] Bonnet (G.), Réseaux intégrateurs de précision pour les phénomènes à évolution lente, *J. Physique Ra.*, 1958, **12**, 140 A.
[3] Terman (F. E), Radio Engineering, 4th edition McGrawhill.
[4] Brevet Français n° PV 773 483 du 30 août 1958.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 12.
TOME 19, DÉCEMBRE 1958, PAGE 167 A.

SPECTROMÉTRIE NUCLÉAIRE PAR COMPTEURS PROPORTIONNELS EN COINCIDENCE

Par G. CHARPAK et F. SUZOR,
Laboratoire de Synthèse Atomique, C. N. R. S.

Résumé. — Description d'un spectromètre à compteurs proportionnels spécialement adapté à l'étude des radiations de faible énergie (électrons ou photons au-dessous de 20 keV) émis par des atomes radioactifs avec une très faible probabilité. Deux compteurs proportionnels sont en contact, dans un plan qui contient le porte source. La source est en contact direct avec le gaz de l'un des compteurs. Les impulsions de ce compteur en coïncidence avec celles de l'autre sont analysées par un analyseur à canaux multiples. On décrit le montage électronique associé, en insistant sur le fait que les amplificateurs ont été rendus non saturables.

Abstract. — Description of a proportional counter spectrometer specially adapted to the study of low energy radiations (electrons or photons below 20 keV) emitted by radioactive atoms with very small probability. Two proportional counters of 18 cm diameter are in contact along a plane which contains the source holder. The source is in direct contact with the gas of one of the counters. Impulses of this counter in coincidence with impulses of the other are analyzed by a multichannel analyzer. The associated electronics in described with particular emphasis on the problems of non overloading qualities of the amplifiers.

Nous avons construit un appareil destiné à la mesure de l'énergie et de l'intensité d'un rayonnement photonique ou électronique de très basse énergie émis simultanément avec le rayonnement β afin d'étudier, par exemple, le freinage interne et l'autoionisation ainsi que certains schémas de désintégration radioactive contenant des transitions entre niveaux d'énergie très voisine.

La mesure de l'énergie est obtenue par l'utilisation de deux compteurs proportionnels. La durée importante et variable de la montée des impulsions ainsi fournies impose un grand temps de résolution lors de la détection en coïncidence de ces impulsions. C'est la raison pour laquelle nous avons placé les deux compteurs en contact l'un de l'autre suivant une génératrice horizontale, et la source dans le plan tangent vertical commun au milieu de cette génératrice ; chaque compteur est ainsi vu de la source sous un angle solide 2π, ce qui a pour effet de réduire à une valeur relative acceptable les coïncidences fortuites. Les compteurs sont de grandes dimensions pour augmenter l'efficacité lors de la détection de photons et pour que les électrons d'énergie la plus élevée possible soient totalement absordés dans le compteur ; il en résulte aussi que des électrons d'énergie plus grande et au voisinage du minimum d'ionisation perdront, dans le compteur, une énergie suffisante pour pouvoir être distingués des électrons ou des photons de basse énergie que l'on se propose d'étudier. Indiquons, à titre d'exemple, que pour le rayonnement β du phosphore 32, 95 % des électrons perdent dans le compteur une énergie supérieure à 10 keV pour un remplissage de propane sous une pression voisine de la pression atmosphérique. On obtient, dans ces conditions, un nombre de coïncidences fortuites relativement faible en mesurant les impulsions en coïncidence obtenues dans l'un des compteurs après discrimination à une valeur supérieure à une dizaine de keV environ (presque totalité du rayonnement β) et dans l'autre compteur après sélection dans une bande étroite explorant le domaine inférieur à 10 ou 20 keV où nous voulons étudier le rayonnement émis simultanément avec le rayonnement β. On peut ainsi mesurer, dans ce domaine d'énergie, des intensités de l'ordre de quelques 10^{-4} de celle du rayonnement β. Cet exemple typique illustre le domaine d'application de notre appareil. Une autre caractéristique importante réside dans l'existence d'un sas permettant l'entrée et la sortie rapide des sources sans perturbation du gaz remplissant le compteur ; il est ainsi possible de mettre la source directement en contact du gaz de l'un des compteurs et, à la condition d'employer des sources sans matière vaporisées sous vide [1], de pousser la limite inférieure de l'énergie des rayonnements étudiés jusqu'à quelques centaines d'électrons-volts.

I. **Description de l'installation.** — Une enceinte cylindrique étanche en fonte à axe vertical de 50 cm de diamètre, 35 cm de hauteur et 2,5 cm d'épaisseur de paroi contient les deux compteurs accolés dont les axes sont horizontaux ; cette enceinte communique avec des dispositifs annexes permettant d'y faire le vide et de la remplir du gaz choisi ; aucun problème d'étanchéité ne se pose ainsi pour les compteurs eux-mêmes. Sur la figure 1, on voit, au-dessus de l'enceinte et suivant son axe, une barre qui, par translation verticale, permet l'entrée et la sortie de la source. Lorsque celle-ci est enlevée l'étanchéité de l'enceinte est obtenue par un clapet

intérieur dont la commande extérieure se trouve sur la droite.

Une petite turbine actionnée de l'extérieur par

Fig. 1.

un volant magnétique établit d'une façon permanante un passage du gaz dans un four de purification contenant du calcium à une température réglable jusqu'à 400 °C.

Les fils des compteurs qui sont en molybdène de 0,08 millimètre de diamètre, sont à un potentiel nul, les coques des deux compteurs étant portées à une même haute tension négative. La figure 2 représente les deux compteurs fixés par l'intermédiaire d'une plaque isolante en plexiglas sur la base de l'enceinte cylindrique. L'isolement électrique entre les coques des compteurs et l'enceinte est obtenu par des feuilles de plexiglas tapissant la paroi intérieure de celle-ci. Les coques des compteurs sont en cuivre ; ceux-ci sont munis de tubes de champ en nickel [2] qui, portés à un potentiel intermédiaire exactement ajusté, ont pour effet de limiter le volume effectif du compteur à des plans perpendiculaires au fil et passant par l'extrémité de ces tubes. La forme et les dimensions exactes des

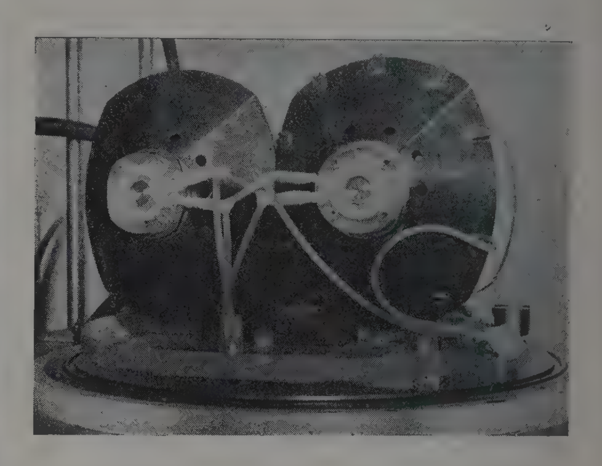


Fig. 2.

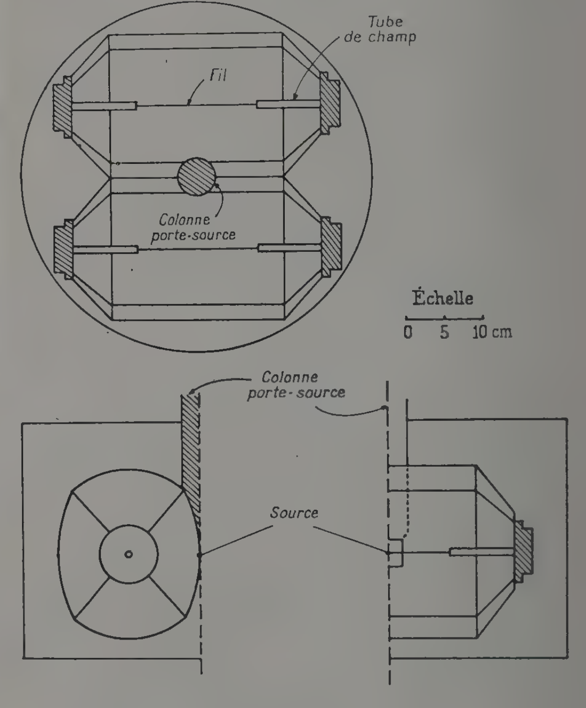


Fig. 3. — Vue en coupe des compteurs.

compteurs sont données sur la figure 3. La forme particulière et non circulaire de la section droite des coques des compteurs a été choisie pour obtenir un plus grand rayon de courbure au voisinage de la

source et augmenter ainsi l'angle solide. Cette forme non circulaire est d'ailleurs sans influence notable sur la bonne marche du compteur. La forme conique des extrémités des compteurs n'a pas d'importance étant donné l'existence des tubes de champ et permet une utilisation maximum de la surface circulaire disponible dans l'enceinte étanche. A l'aide des cotes indiquées sur la figure 3, on peut calculer la longueur moyenne des rayons rectilignes issus de la source dans le volume utile du compteur ; on trouve 12,2 cm. Parmi tous les rayons issus dans l'angle solide 2π, 90 % ont un parcours supérieur à 8 cm, et, pour ceux-ci, la longueur moyenne est de 13,0 cm. Ces données sont importantes pour calculer l'efficacité des photons d'une énergie donnée dans le gaz remplissant le compteur, connaissant la nature et la pression de ce gaz.

Le porte-source lui-même est fixé d'une façon rigide à l'extrémité d'une colonne coulissante ; il est facilement démontable, permettant de mettre à volonté devant la source des écrans d'épaisseur et de nature variables.

2. **Appareillage électronique.** — L'appareillage électronique est destiné aux fonctions suivantes (*fig.* 4) :

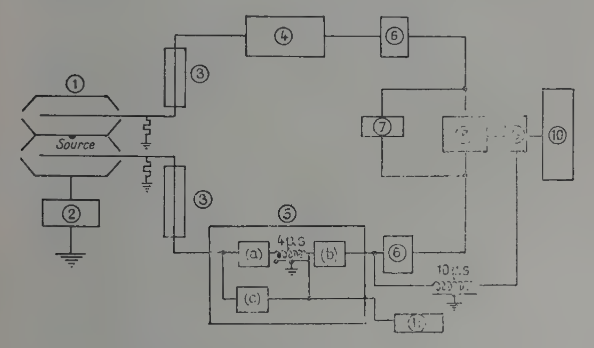


Fig. 4. — Diagramme des éléments de l'appareillage électronique.

1. Compteurs ; 2. Haute tension ; 3. Préamplificateurs ; 4. Amplificateur × 10 000 ; 5. Amplificateur avec blocage des saturées. (*a*) Étages préamplificateurs. (*b*) Étages finaux. (*c*) Porte à transistor ; 6. Discriminateur ; 7. Échelle ; 8. Sélecteur de coïncidences ; 9. Porte débloquée par les coïncidences ; 10. Sélecteur à 50 canaux ; 11. Comptage des impulsions saturées.

— alimentation haute tension des compteurs proportionnels ;

— amplification des impulsions dans chaque voie ;

— détection des coïncidences entre 2 voies ;

— comptage des impulsions et mesure, avec un sélecteur à 50 canaux, du spectre des impulsions de chaque compteur ou des impulsions en coïncidence.

Nous ne décrirons que les éléments particuliers à notre expérience. Le temps de déplacement d'un électron libre dans le gaz du compteur, depuis le point où il a été libéré jusqu'à la zone voisine du fil où la multiplication commence est fonction de la distance au fil, de la nature et de la pression du gaz. Il atteint 5 microsecondes dans certains cas. Il en résulte que le temps de montée des impulsions produites par les rayons β est fonction de leur orientation dans le compteur et peut aller jusqu'à 5 microsecondes. Les intervalles entre l'instant où un électron de très faible parcours est libéré dans le gaz (par exemple par absorption d'un rayon X) et l'instant où l'impulsion se développe, fluctuent et peuvent également atteindre 5 microsecondes. Il est donc nécessaire, pour l'étude des impulsions en coïncidence dans les deux compteurs, d'utiliser un temps de résolution élevé. Celui-ci mesuré avec précision est voisin de 8 microsecondes dans nos expériences.

Grâce à la géométrie $2\pi \times 2\pi$, les sources utilisées peuvent être d'une intensité assez faible pour étudier les phénomènes rares avec précision, sans que les coïncidences fortuites soient gênantes.

Amplificateurs. — Ceux-ci devaient répondre aux conditions suivantes :

— gain élevé (20 × 10 000) ;

— bruit de fond d'entrée très bas ;

— grande stabilité ;

— insensibilité aux surcharges.

Il est fréquent, dans les expériences qui vont être décrites, de travailler dans les conditions suivantes :

— durée des impulsions : 15 microsecondes ;

— temps de montée : 1 à 5 microsecondes ;

— nombre d'impulsions saturées : 1 000 par seconde ;

— nombre d'impulsions dont le spectre est étudié : 20 par seconde.

Les impulsions saturées sont provoquées surtout par les rayons β absorbés dans le même compteur que celui où sont comptés les rayonnements de basse énergie. Elles correspondent à une perte d'énergie jusqu'à 200 fois plus forte que celle produite par les phénomènes étudiés. En raison de leur grande durée elles rendraient impossible l'observation des impulsions de faible amplitude sans les précautions suivantes : l'amplification se fait au moyen d'un préamplificateur de gain 20 et d'un amplificateur 200 kHz de gain 10 000. Les rebondissements sont éliminés aux divers étages à l'aide d'une contre-réaction par diodes qui permet de ne faire agir la contre-réaction que sur l'impulsion de signe indésirable [3]. Cette mesure est cependant insuffisante dans notre cas. L'amplificateur est en plus muni d'un dispositif [4] qui élimine dès les premiers étages les impulsions qui dépassent un certain niveau. Les impulsions sont amplifiées dans une voie parallèle à la voie proportionnelle. Lorsqu'elles dépassent un niveau prédéterminé,

elles débloquent, pendant 20 microsecondes, un transistor qui est placé en parallèle sur la résistance de fuite de grille d'une lampe amplificatrice située



Fig. 5. — Impulsions produites dans le compteur par les rayons X du fer 55 en présence d'un grand nombre d'impulsions saturées fournies par les rayons γ du cobalt 60 (1 avec, 2 sans la porte à transistor — largeur d'un carreau = 2 micro-secondes).

dans les premiers étages de la voie proportionnelle. Les impulsions de la voie proportionnelle sont retardées de 4 microsecondes, à l'aide de ligne à retard, avant d'arriver sur le transistor. On voit sur les clichés de la figure 5 l'effet de cette porte à transistor.

Ce dispositif limite l'effet des impulsions saturées ; il élimine celles-ci avant le sélecteur de coïncidences ce qui diminue de façon considérable les coïncidences fortuites.

Mesure du spectre. — Les imhulsions sont analysées sur un sélecteur à 50 canaux du type Wilkinson, avec un temps mort de 1 milliseconde. Dans ses conditions normales de fonctionnement celui-ci permet d'analyser le spectre des impulsions de l'une ou l'autre voie. De plus il peut être bloqué en permanence ; le déblocage d'une durée de 20 microsecondes est commandé par les impulsions sortant du sélecteur de coïncidences. Ce dispositif permet l'analyse du spectre des impulsions en coïncidence. Les impulsions provenant des amplificateurs proportionnels sont retardées de 10 microsecondes avant d'entrer dans le sélecteur. On évite ainsi les pertes dues aux fluctuations du temps de montée des impulsions dans les compteurs.

Nous remercions M. Lanfrey et Mlle Clouet de leur collaboration dans la construction des compteurs et M. Pénège pour la mise au point de l'appareillage électronique. Nous devons une reconnaissance particulière au regretté Pr F. Joliot, Directeur du Laboratoire de Synthèse Atomique, pour l'intérêt constant qu'il a manifesté à ces expériences et pour les discussions dont il nous a fait bénéficier.

Ce travail a pu être réalisé grâce aux moyens mis à notre disposition par le Centre National de la Recherche Scientifique et à une subvention du Commissariat à l'Énergie Atomique.

Manuscrit reçu le 29 octobre 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Merinis (J.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 308.
[2] Cockroft (A. L.) et Curran (S. C.), *Rev. Scient. Inst.*, 1951, **22**, 37.
[3] Magee (F. I.), Bell (P. R.) et Jordan (W.), *Rev. Scient. Inst.*, 1952, **23**, 30.
[4] Pénège (L.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 71 A.

PERFECTIONNEMENTS DU MICROPHOTOMÈTRE DE CHALONGE

Par A. GANSON et M. MONTEL,
Laboratoire de Chimie Physique, Paris.

Résumé. — On décrit un ensemble de modifications optiques et mécaniques du microphotomètre de Chalonge, qui permettent le dépouillement des spectres de grande hauteur enregistrés sur des plaques à forte granularité. Avec la nouvelle optique, on obtient, sur le cliché, des images de fentes de 25 mm de hauteur uniformément éclairées. Grâce à diverses adjonctions mécaniques, la fente-objet est réglable d'une manière continue et l'orientation relative des fentes et du cliché est plus précise. Un diaphragme supplémentaire permet d'opérer à flux constant sans modifier la température de couleur de la lampe. On a fait trois études sur des cas précis, afin d'apprécier le gain en reproductibilité et en résolution de l'appareil.

Abstract. — Optical and mechanical modifications are described, which have provided new improvements which allow the study of spectra of large size, recorded on large-grain plates. With the new optical system, slit images of 25 mm high and uniformly illuminated are given on the plate. With the help of several new mechanical additions, the object-slit can be adjusted in a continuous way, and a better precision is obtained in the relative orientation of the slits and the plates. The addition of a new diaphragm allows operation with a constant flux without shifting the color temperature of the lamps. Three studies on particuliar cases have been made, in order to evaluate the effects of the improvements on the reproductibility and resolving power of the apparatus.

Le présent travail a été entrepris dans le but de rendre possible le dépouillement, à l'aide du microphotomètre Chalonge, de spectres de grande hauteur enregistrés sur des émulsions à forte granularité. Ce cas présente un intérêt particulier pour les études de spectroscopie X poursuivies dans notre laboratoire.

Dans l'appareil originel (*fig.* 1*a*), on forme à l'aide d'un système optique A, l'image du filament d'une lampe de 6 watts L dans un plan fixe D_1. Un jeu de fentes à lèvres fixes et de diaphragmes circulaires de dimensions variées que l'on dispose dans ce plan, permet d'obtenir une fente F_1 de dimensions choisies. Le plus grand diaphragme a 10 mm de diamètre. Le rayon moyen du faisceau lumineux sort horizontalement de F_1, est renvoyé verticalement par un miroir M_1 et traverse un miroir semi-argenté M_2 qui sert, pendant les réglages, à l'éclairage de la plaque photographique P. A l'aide d'un condenseur mobile O, on forme, de F_1, sur le cliché à étudier P, l'image F'_1 qui joue le rôle de fente d'exploration ; sa hauteur maximum est 2,5 mm. Le faisceau est repris par un objectif de position réglable O' ; il est renvoyé horizontalement par un troisième miroir M_3 ; l'image du cliché se forme sur une fente F_2 placée devant une cellule photoélectrique C. Les montures du condenseur et de l'objectif, une fois retirées, laissent un passage libre de 30 mm de diamètre.

Les raies des spectres de rayons X obtenus à l'aide du spectrographe Cauchois ont une très faible courbure et une hauteur qui peut atteindre 6 cm. La zone explorée par le spot n'est pas assez haute pour permettre, — dans le cas d'émulsions photographiques à forte granularité, — de distinguer les déviations du galvanomètre dues aux

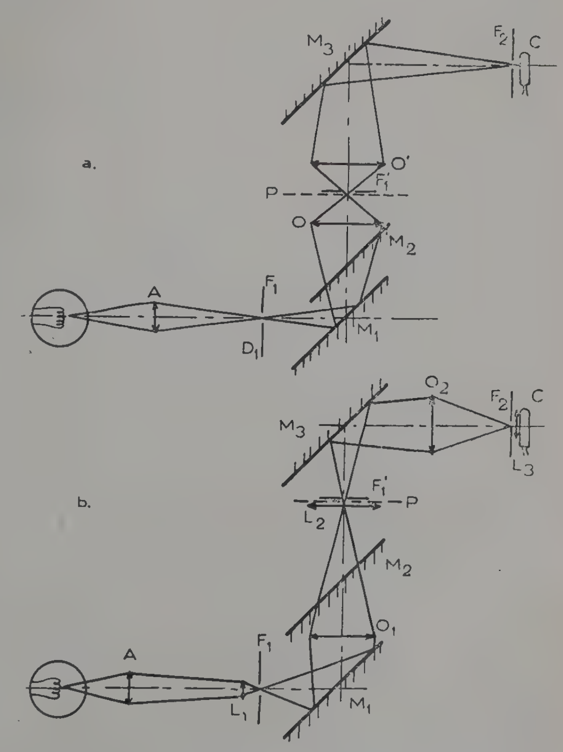


FIG. 1. — *a*) Montage de l'appareil originel.
b) Montage modifié.

petits détails propres au spectre, de celles dues aux grains. Nous avons donc été amenés à modifier l'optique, de manière à obtenir une fente d'exploration uniformément éclairée d'une hauteur aussi grande que possible. Cette modification en a entraîné d'autres, la précision nécessaire pour les différents réglages ayant de ce fait augmenté. La hauteur atteinte est théoriquement de 30 mm, mais a dû être réduite, pour des impératifs mécaniques, à 25 mm.

Changement de l'optique (*fig.* 1*b*). — Pour obtenir cette image de 25 mm de haut, il faut employer un condenseur donnant un grandissement de 2,5, donc situé à une distance de F_1 égale au 1/3,5 de la distance de la fente F_1 au cliché. Cette dernière est imposée par le montage et mesure 196 mm à quelques mm près. Le condenseur mentionné O_1, doit par conséquent être placé entre les miroirs M_1 et M_2 et avoir une focale de l'ordre de 43 mm. Pour des raisons de simplicité, nous avons pris l'objectif Nachet de focale 41 mm et de diamètre utile 8 mm. Étant donné la place disponible, ce condenseur est fixe ; la fente doit donc être mobile pour permettre la mise au point sur le cliché. Sa position moyenne est à 59 mm de l'objectif, c'est-à-dire à 25 mm de l'ancienne fente.

Pour utiliser le maximum de la surface de la cellule C, la fente de cellule F_2 doit avoir sensiblement la même hauteur que la fente-objet. Un calcul analogue au précédent donne pour l'objectif O_2 une focale de 53 mm environ ; nous avons pris l'objectif Nachet 55 V. Cet objectif est monté après le troisième miroir M_3, avec mise au point par crémaillère.

Le montage terminé a montré : 1) que la diffusion par les objectifs est assez forte ; il y aurait avantage à utiliser des verres traités ; 2) que les fentes ne sont pas éclairées uniformément, par suite d'un effet d'œil de chat. Pour remédier à ces défauts, il a été nécessaire d'introduire trois lentilles de champ, de manière à conjuguer le doublet A, le condenseur, l'objectif et la cellule, afin que le flux lumineux issu de l'un de ces éléments soit intégralement repris par l'élément suivant. Ces lentilles sont de simples verres de lunetterie. La première lentille L_1, située avant la fente-objet, a une focale de 43 mm et un diamètre de 15 mm. La seconde lentille L_2, placée avant le cliché, est fixée sur la monture de l'ancien condenseur C et amenée au contact de la plaque photographique ; elle a une focale de 50 mm et un diamètre de 29 mm. La troisième lentille L_3, placée après la fente-image F_2 a une focale de 74 mm et un diamètre de 15 mm. Il a fallu augmenter la longueur du miroir M_3 pour ne pas diaphragmer le faisceau.

Les figures 1*a* et 1*b* montrent le montage avant et après transformation. L'opération de démontage d'une optique suivi du remontage de l'autre demande environ dix minutes.

Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus avec les deux optiques, nous avons dépouillé un spectre X comprenant une discontinuité d'absorption faiblement contrastée, photographiée d'une part sur film à forte granularité et d'autre part sur plaque à grain fin (*fig.* 2). Quelle que soit l'émulsion utilisée, les enregistrements 2*a* et 2*c*, faits avec

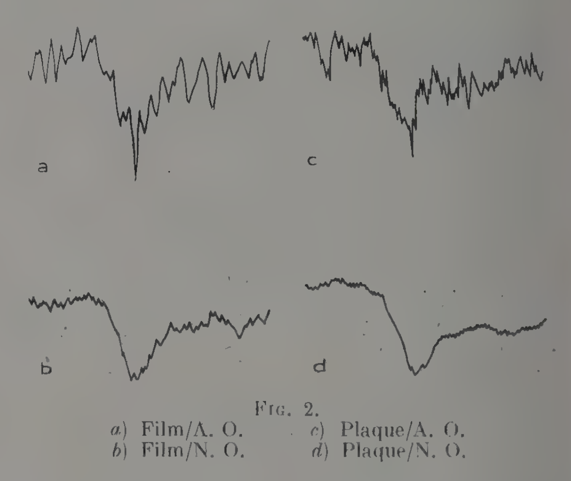


Fig. 2.
a) Film/A. O. *c*) Plaque/A. O.
b) Film/N. O. *d*) Plaque/N. O.

l'ancienne optique (A. O.) sont difficilement utilisables, les formes étant totalement masquées par la granularité. Les résultats obtenus avec la nouvelle optique (N. O.) (enregistrements 2*b* et 2*d*) sont meilleurs, bien que la granularité du film reste encore trop forte pour que l'on puisse faire des mesures. Soulignons la structure très différente des émulsions de la plaque et du film. La première se compose de grains très petits uniformément répartis (d'où l'allure « hachée » du microphotogramme), tandis que la deuxième contient des « paquets » distincts de grosseur appréciable. L'amélioration obtenue est donc considérable : au lieu d'enregistrements inutilisables, l'appareil doit fournir dorénavant des microphotogrammes satisfaisants.

Modification du porte-plaque. — L'exploration simultanée d'une grande hauteur de la plaque photographique a souligné la nécessité de l'orienter avec une très grande précision. La vis d'orientation X qui agit sur la perpendicularité des deux mouvements de translation du cliché est inutilisable pour le but cherché, car l'orthogonalité de ces deux mouvements doit être maintenue, étant une condition nécessaire pour que les enregistrements de deux dépouillements pris à des hauteurs différentes soient alignés. Il a fallu ajouter au porte-plaque existant une platine tournante. De plus, nous avons modifié la vis X de façon que seule une clé spéciale permette de la manipuler, ce qui permet

d'éviter un éventuel déréglage par inadvertance. La platine tournante est constituée par un cadre en duralumin percé d'une ouverture rectangulaire. Le cadre est monté sur deux portions d'un même cylindre, définissant un axe de rotation qui passe par le centre de l'ouverture rectangulaire. La rotation est assurée par une vis prenant appui sur le porte-plaque et contre une butée solidaire de la platine tournante. Un ressort de rappel assure le contact. A l'intérieur de l'ouverture rectangulaire pratiquée dans la platine glissent deux plaquettes parallèles, munies chacune de deux pattes métalliques, qui assurent la fixation du cliché et son immobilité relative pendant les enregistrements.

Reprenant les deux spectres utilisés plus haut, nous avons comparé les enregistrements obtenus en effectuant les réglages d'orientation des clichés d'abord à la main, puis à l'aide du nouveau dispositif. Les résultats semblent être meilleurs avec la platine tournante, mais il est évident qu'en opérant avec soin, les résultats devraient être identiques ; la seule différence réside dans la durée de l'opération ; elle peut se prolonger sans succès par tâtonnement en opérant à la main. Dans un cas d'espèce elle fut cinq fois plus longue que mécaniquement. Nous n'avons fait d'essais qu'avec l'ancienne optique, puisque les questions d'orientation relative ne dépendent pas du système utilisé. L'amélioration porte donc ici plus sur la commodité et la reproductibilité des réglages que sur la valeur des résultats.

Modification des fentes objet et image. — La fente-objet étant agrandie, les fentes interchangeables originelles (A. F.) ne donnent plus sur le cliché des images assez étroites pour permettre l'étude des fins détails. De plus, la monture de la fente présente du jeu, ce qui, — comme nous le verrons, — introduit une perte de résolution. Enfin, il était nécessaire, — comme nous l'avons dit, — d'avancer la fente de 25 mm et de prévoir un dispositif de mise au point. Nous avons monté une fente dissymétrique (N. F.), dont la largeur est réglable à la valeur voulue. L'une des lèvres est fixée une fois pour toutes après les réglages préliminaires, de manière que son image coïncide avec la lèvre fixe de la fente de cellule. Une vis différentielle écarte les deux lèvres par pression sur la lèvre mobile (que deux ressorts tendent à appliquer contre la lèvre fixe). Ce système permet d'éviter l'écrasement des arêtes. Le réglage en hauteur de la fente est assuré par un diaphragme-iris monté dans un support placé contre la fente. Son ouverture est commandée par le déplacement, le long d'une vis sans fin, d'un ergot fixé au levier du diaphragme.

Nous avons adjoint également un système précis d'orientation de la fente-objet. Il est constitué par une bague enserrant le cylindre portant la fente, le doublet A et la lampe et munie d'une tige carrée de plusieurs centimètres de longueur, dont l'extrémité se trouve serrée entre un système à pompe et l'extrémité d'une vis fixée au bâti.

Comme il n'y avait pas de système de centrage et d'orientation de la lampe, nous avons monté son culot entre trois vis calantes, l'orientation du filament se faisant à l'aide d'une bague de rotation. Nous avons remplacé la lampe de 6 watts par une lampe de 40 watts pour remédier à la perte de luminosité provoquée par l'augmentation de la longueur de la fente. Afin d'assurer un meilleur refroidissement, nous avons percé des trous dans la paroi latérale du cylindre.

Enfin, en vue d'avoir la même précision sur les fentes objet et de cellule, nous avons muni cette dernière d'une vis différentielle analogue à celle de la fente-objet et dix fois plus sensible que l'ancien système d'ouverture. Pour éviter des déréglages accidentels, nous avons supprimé l'extrémité facilement accessible de la vis d'orientation de cette fente et l'avons remplacée par une clé spéciale amovible.

Pour comparer l'ancien et le nouveau système de réglage des fentes, en utilisant successivement les deux optiques, nous avons fait quatre enregistrements (*fig.* 3). On constate que l'amélioration

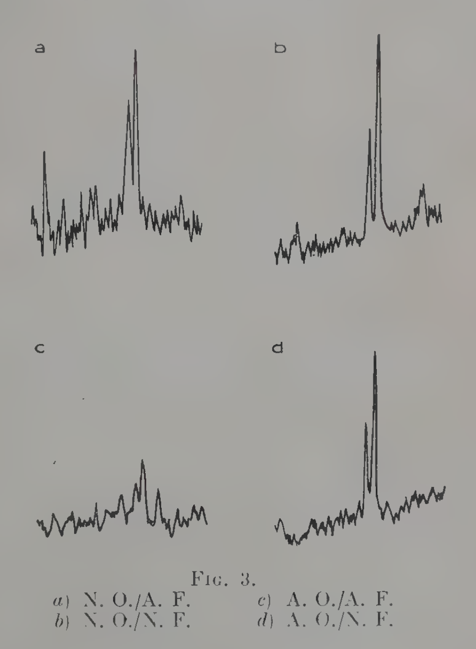


FIG. 3.
a) N. O./A. F. *c*) A. O./A. F.
b) N. O./N. F. *d*) A. O./N. F.

est plus grande avec l'ancienne optique. Cela provient sans doute du fait qu'il est plus facile d'orienter à la main une grande fente qu'une petite. Dans les deux cas, un défaut d'orientation de la fente entraîne une forte baisse de luminosité et de résolution. Ce nouveau montage est donc plus commode que l'ancien. De plus, l'orientation fixe de la fente

permet un gain effectif sensible de la résolution de l'appareil.

Influence de la température de couleur (*fig.* 4). — Dans le cadre de cet article nous ne nous sommes pas proposé une étude des performances photo-

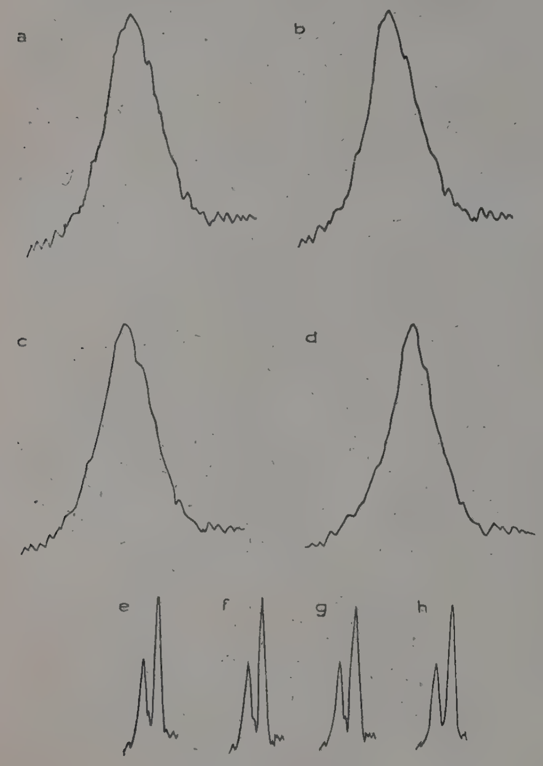


Fig. 4. — N.O. : a — d, plaque ; e — h, film.

métriques de l'appareil. Les problèmes concernant la linéarité de la réponse et les mesures des densités seront examinés dans une prochaine étude. Toutefois, la modification mécanique décrite ci-dessous constitue une opération préliminaire nécessaire à l'étude de ces questions.

La diffusion et la transparence de la couche photographique sont étroitement liées à la composition du spectre de la lumière qui tombe sur elle. Jusqu'ici les variations de la sensibilité du microphotomètre se faisaient en agissant sur l'intensité du courant de la lampe, donc sur la température de couleur, ce qui peut fausser complètement les résultats de la photométrie quantitative. Afin d'opérer à débit constant, — ce qui permet d'ailleurs un fonctionnement plus homogène des accumulateurs, — nous avons muni l'objectif O_1 d'un diaphragme-iris permettant de réduire le flux lumineux. Une tige articulée, d'une dizaine de centimètres de long, règle son ouverture.

Nous avons donné à la lampe quatre intensités différentes, tout en fermant le diaphragme jusqu'à l'obtention de la même déviation du spot d'enregistrement, et nous avons fait chaque fois un enregistrement avec la plaque et avec le film. Si nous traçons la courbe de l'intensité I du courant dans la cellule en fonction de l'intensité i du courant dans la lampe, on voit que nous opérions à $\int I di$ constant.

L'augmentation de la diffusion avec le débit de la lampe est très nette, surtout dans le cas de la plaque. La largeur et la forme des raies changent, d'où nécessité en photométrie d'avoir un flux toujours identique. Nous n'avons pas fait d'essai avec l'ancienne optique, car les objectifs fournis sont dépourvus de diaphragme, et le montage d'un diaphragme provisoire serait compliqué. Par conséquent, le nouveau montage permet d'étudier des plaques de densités optiques variées avec la même intensité électrique dans la lampe et une température de couleur bien définie.

Études complémentaires

Nous avons complété notre étude pratique par un examen rapide des problèmes suivants, que nous ne décrirons que brièvement.

a) **Influence de la granularité sur la réponse du microphotomètre.** — La comparaison entre les courbes représentées sur la figure 3 est éloquente. On peut dire approximativement que les formes obtenues n'ont un sens que si la granularité ne provoque pas autour de la courbe moyenne des déviations supérieures à $1/n$ de celles dûes au phénomène étudié ; $n = 10$ semble être, d'après l'examen des enregistrements, une base raisonnable. Toutes les plaques de granularité relative supérieure doivent être éliminées.

b) **Influence de la vitesse d'entraînement du cliché.** — Pour une plaque donnée, le grandissement et la vitesse de translation du chariot porte-papier doivent être tels que l'inertie totale de l'appareil n'intervienne pas. A titre d'exemple, les distances entre les sommets des deux raies d'un doublet et le minimum qui les sépare étaient de 9 et 16 mm ; aux grandes vitesses et pour de petits grandissements elles ont été ramenées à 2 et 12 mm. Cela revient à dire que les mesures que l'on effectuait sur l'enregistrement n'avait plus aucun sens et que les formes étaient grandement affectées. Il importe donc de choisir chaque fois la vitesse d'entraînement du cliché de manière que la vitesse de rotation du spot d'enregistrement ne soit pas influencée par l'inertie du galvanomètre.

De plus, nous avions remarqué une oscillation parasite du spot dûe à un mauvais guidage du cliché. Une notable amélioration de ce guidage a été

obtenue grâce au remplacement de la portée existante, faite de trois roulements à bille, par deux V et un plat.

c) **Influence de la lumière diffuse** (*fig.* 5). — Cette lumière vient des réflexions parasites sur les différentes pièces optiques et mécaniques et de la diffusion dûe au cliché ; elle limite le seuil de contraste. Nous avons fait un essai en juxtaposant au faisceau laminaire normal un éclairage de champ traversant le cliché ; ensuite nous lui avons ajouté la lumière ambiante qui se réfléchit sur le cliché. Ceci permit d'observer l'influence de la diffusion de la gélatine en lumière transmise et en lumière réfléchie. Les résultats sont conformes aux prévisions théoriques, à savoir, que le contraste a baissé, c'est-à-dire que, par exemple, l'écart entre la base d'une raie et son sommet est plus faible. Il y aurait donc intérêt à reprendre l'appareil pour « vernir mat » les pièces mécaniques et « traiter » les surfaces optiques.

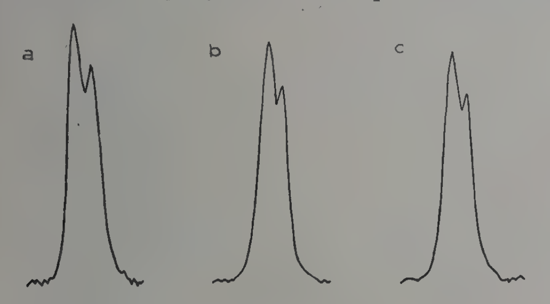


Fig. 5. — Doublet de référence. — N. O.

a) Sans lumière parasite.
b) Lumière parasite transmise.
c) Lumière parasite réfléchie.

Il nous restait à étudier dans les meilleurs conditions possibles les performances de l'appareil et à les comparer si possible, aux résultats donnés par d'autres appareils. A cette fin, nous avons étudié, en qualité de test, le spectre d'un doublet Kα particulièrement fin, obtenu sur une plaque à grain fin.

d) **Performances de l'instrument.** — Nous avons d'abord dégrossi les réglages au grandissement 7, en retouchant l'orientation de la plaque photographique jusqu'à séparer le doublet mentionné. Ce grandissement convient bien, car un léger déplacement du doublet ne le fait pas sortir du champ. Nous avons ensuite achevé la mise au point au grandissement 50, les réglages étant plus précis, puisque la plaque se déplace moins rapidement. Nous avons pu ainsi séparer deux raies fines distantes de 90 μ sur le cliché, les déviations du spot d'enregistrement mesurées sur les enregistrements étant respectivement (par rapport au fond continu) de 0,88 et 0,73 pour la raie la plus faible et pour le minimum entre les raies du doublet, la réponse de la raie la plus intense étant prise pour unité (*fig.* 6). Ce résultat constitue un gain important sur les résultats antérieurs obtenus avec l'ancienne optique, qui ne permettait pas la résolution de ce doublet. Toutefois, la comparaison avec un enregistrement fait sur un microphotomètre Kipp modifié a montré qu'il était possible d'obtenir mieux. La différence semble être liée d'une part à un mauvais guidage en translation de la plaque, et d'autre part à l'existence d'une forte lumière parasite dans l'appareil, lumière qu'il ne serait possible d'atténuer qu'en effectuant les améliorations envisagées et en supprimant les miroirs semi-argentés.

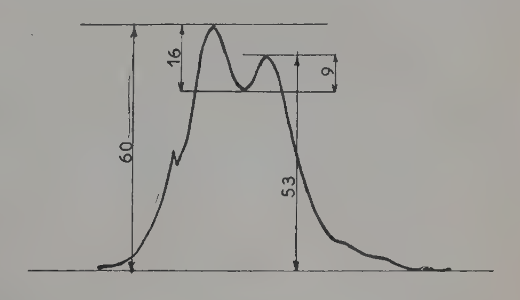


Fig. 6.

Quoi qu'il en soit, cet appareil nous fournit à présent des enregistrements microphotométriques tout à fait satisfaisants de spectres de rayons X enregistrés sur plaques à forte granularité. Les facultés d'emploi ont été augmentées et les performances de l'appareil sensiblement accrues.

Les modifications mécaniques et optiques ont été effectuées par M. Richard au Laboratoire de Chimie-Physique de la Faculté des Sciences de Paris, à l'exception du montage des objectifs Nachet, qui a été exécuté par M. Angelé dans son atelier.

Nous tenons à exprimer ici votre vive reconnaissance à M. Chalonge, qui nous a encouragé dans notre travail et a procédé aux premiers essais de l'appareil.

Manuscrit reçu le 15 octobre 1958.

DISPOSITIF MÉCANIQUE PERMETTANT LA MESURE PAR COMPENSATION D'UNE CONSTANTE DE KERR

Par Mlle M. L. ALLAIS,
C. N. R. S., École Supérieure de Physique et Chimie, Paris.

Résumé. — Pour la mesure d'une constante de Kerr inconnue on peut opérer par la compensation de 2 biréfringences égales en valeur absolue et opposées en signe. — L'auteur décrit un appareillage, presqu'entièrement réalisé en plexiglas, qui permet, dans l'application expérimentale de cette méthode, l'alignement optique rigoureux de 2 cellules de Kerr. Sur une platine de banc d'optique est montée une plaque en plexiglas, dotée des mouvements nécessités par un réglage moyen (organes en laiton et duralumin), et dans les rainures de laquelle peuvent coulisser les supports en plexiglas des 2 cellules. Chacun de ces supports consiste essentiellement en 2 colliers qui saisissent la cellule en deux régions extrêmes, et réglables longitudinalement par coulissage sur 4 colonnettes horizontales encastrées dans une âme centrale. Une assise cylindrique solidaire de cette âme permet d'obtenir les mouvements de réglage correspondant aux différents degrés de liberté. L'analyse détaillée de toutes les possibilités de mouvement est ici donnée.

Abstract. — When it is necessary to measure an unknown Kerr constant by a compensation method, one must be able rigorously to align the axes of the two cells, along the direction of the light rays. On a steel plate, gliding on an optical bench, is set a plexiglas plate, which may be fixed in position for a middle adjustment (moving parts : brass and duralumin). In the grooves of this plate, the supports of the cells may slide in the direction of the optical bench. These supports, entirely in plexiglas, consist essentially in two rings which hold the cell on each side. The rings can be adjusted longitudinally by sliding on 4 small horizontal colums, fitted in a central core, to which is connected a cylindrical base supported by the plexiglas plate. The movements of adjustment of those elements correspond to the different degrees of freedom. Detailed analysis of all the possibilities of movement is given.

Principe de la méthode. — Un faisceau de rayons sensiblement parallèles de lumière monochromatique sortant polarisée d'un glazebrook tombe sur un ensemble de 2 cellules de Kerr alignées bout à bout, remplies de 2 substances dont il s'agit, par une méthode d'extinction, de comparer les constantes de Kerr.

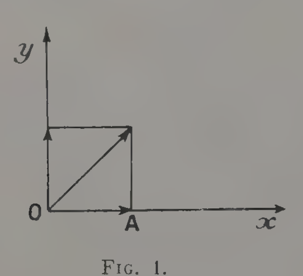


FIG. 1.

Pratiquement, le glazebrook a ses faces latérales inclinées de 45° sur les plans horizontal et vertical passant par l'axe du faisceau.

La première cellule rencontrée a ses électrodes disposées de telle sorte que le champ électrique H soit vertical.

Si l'on décompose la vibration de la lumière incidente, au point d'impact avec la zone soumise au champ électrique, dans le milieu qui remplit la première cellule, suivant les directions privilégiées de celles-ci, on trouve (*fig.* 1) :

$$A \sin \omega t \text{ suivant Ox,}$$
$$A \sin \omega t \text{ suivant Oy.}$$

Suivant ces mêmes directions, la lumière qui sort de la première cellule a pour composantes :

$$A \sin [\omega t - \varphi_0] \quad \text{avec} \quad \varphi_0 = 2\pi \frac{n_0 l}{\lambda}$$
$$A \sin [\omega t - \varphi_e] \quad \text{avec} \quad \varphi_e = 2\pi \frac{n_e l}{\lambda}$$

n_0 et n_e sont les indices respectivement ordinaire et extraordinaire du milieu remplissant la cellule, puisque celui-ci prend, sous l'influence d'un champ électrique, le caractère d'un cristal uniaxe, dont l'axe a la direction des lignes de force électrique.

En sortant du premier milieu, ces deux vibrations se recomposent en une lumière elliptique, et, à l'entrée du second, on peut, suivant les mêmes directions d'axes, idéalement redécomposer la lumière incidente en ces mêmes composantes.

Il est alors évident que :

1° si les substances remplissant la 1re et la 2e cellule ont des constantes de Kerr de signe opposé, la compensation peut avoir lieu pour un champ électrique H' de même direction que la champ électrique H de la 1re cellule, et la condition :

$$l \, \Delta n = l' \, \Delta n' \qquad (1)$$

2° si les substances ont des constantes de Kerr

de signes opposés, la compensation pourra se produire pour la même relation (1) et un champ électrique H' à 90° de H, ce qui intervertit les rayons ordinaire et extraordinaire.

But de l'appareillage. — Cette méthode de mesure nous a conduit à construire un ensemble mécanique permettant, par des mouvements de translation et de rotation appropriés, l'alignement rigoureux, selon l'axe du faisceau lumineux incident, des axes géométriques des régions soumises au champ électrique dans les deux cellules.

Cet ajustement est d'autant plus délicat et indispensable que, jusqu'à présent, les cellules de Kerr réalisées ne sont pas d'un calibrage rigoureux et que l'axe géométrique d'une paire d'électrodes ne peut coïncider rigoureusement avec l'axe de la cellule de verre (les électrodes étant simplement bloquées par des ressorts). De plus, il existe un manque de concentricité inévitable du manchon de circulation d'eau. — Ces deux excentricités peuvent, dans le cas le plus favorable, s'opposer au lieu de s'ajouter.

Dans le cas présent, il s'agit de cellules dont la longueur utile d'électrodes est de 36 cm environ, celles-ci présentant un écartement de 5,3 mm. La déviation due à cette première cause est donc faible ; il en est de même de celle due à l'excentricité des cylindres de verre. Ceci limite les amplitudes exigées pour les mouvements de translation et de rotation nécessités par les réglages.

Nous avons réuni deux supports identiques permettant les mouvements de réglage des deux cellules, sur une même plaque dont la platine de base peut coulisser sur le banc d'optique.

Les conditions idéales consistent à obtenir, lorsque les supports ont toutes leurs possibilités de mouvement à zéro, un réglage moyen à l'aide de la plaque, à partir duquel le réglage du support de chaque cellule devra nécessiter des déplacements égaux et opposés (ce qui implique la proximité et l'identité des supports, ici réalisée). Cette répartition des réglages ne peut être obtenue que par tâtonnement.

Description. — A. Matériau. — Étant donné l'importance spatiale de cet ensemble, une de ses caractéristiques essentielles devait être sa *légèreté*.

Le matériau choisi fut donc le *plexiglas*. Les pièces furent prélevées, soit dans des plaques d'épaisseur constante, soit dans des cubes ou des rondins de plexiglas non biréfringent fabriqué par l'Alsthom. Les collages furent réalisées à l'aide de la colle Colloplex à base de dichloréthane.

Fig. 2. — Ensemble : cuve, segments, fourreau.
a) Vue en plan. *b*) Coupe AB.

B. Usinage. — Les pièces furent usinées comme des pièces de duralumin, avec certaines précautions pour éviter l'échauffement ou le décollage par vibration.

Pour certaines pièces réalisées entièrement à l'aide de fragments découpés dans une plaque de 1 cm d'épaisseur, les collages durent être effectués en épaisseur ; le matériau a été ainsi rendu aussi homogène que les irrégularités d'épaisseur de plaques le permettait.

C. Réalisation. — Les deux supports peuvent coulisser sur une même plaque, de part et d'autre de la colonne centrale de soutien ; la plaque est maintenue sans flèche à l'aide de deux vérins.

Chaque support a un large polygone de sustentation obtenu en groupant les pièces qui le constituent à l'intérieur d'un cylindre fermé à sa partie

inférieure et prolongé en son centre par un axe de 12 mm de diamètre qui coulisse dans une des rainures centrales pratiquées dans la plaque.

Dans ce cylindre est circonscrit, avec possibilité de rotation, un ensemble constitué par un fourreau parallélépipédique rectangle (qui porte la base du support preprement dit), et deux segments circusans fond. Un fragment de rayon, perpendiculaire à la corde sous-tendante, est matérialisé dans chaque segment pour le raidir et assurer le contact de l'ensemble. La cuve cylindrique, les segments et le fourreau réalisent un ensemble d'une hauteur uniforme de $28 + 6 = 34$ mm au-dessus de la plaque, et reposant sur celle-ci (*fig.* 2).

La cellule est maintenue par deux colliers entre les connections électriques et les canalisations d'eau. Ces colliers coulissent sur quatre colonnettes encastrées dans une plaque centrale de 1 cm d'épaisseur, percée en son centre d'un orifice circulaire laissant passer librement la cellule, et solidaire d'une base qui peut coulisser en hauteur dans le fourreau.

Obtention du réglage. — *a*) Analyse des mouvements possible de la plaque.

Translations :

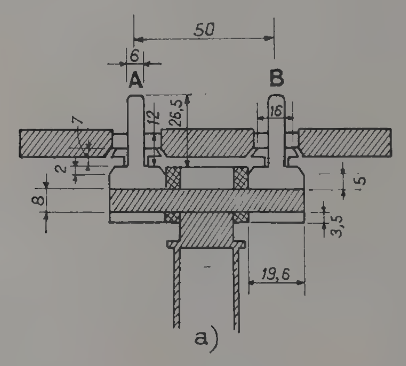
1° *Translation verticale.* — La plaque est montée sur un écrou dont le cylindre intérieur fileté se visse sur la colonne centrale, avec un pas de 1 mm.

2° *Translation horizontale perpendiculaire au banc d'optique.* — La colonne porteuse a sa base encastrée sous une plaquette coulissant dans la direction désignée par rapport à la platine base fixe de l'ensemble.

Rotations :

1° *Rotation autour de l'axe vertical* de la colonne : entre deux serrages, la base de cette colonne peut tourner d'un angle voulu entre les plaques fixe et coulissante de la platine.

2° *Rotation autour d'un axe horizontal perpendiculaire au banc d'optique.* — La plaque est montée sur deux guides cylindriques A et B dont la base,



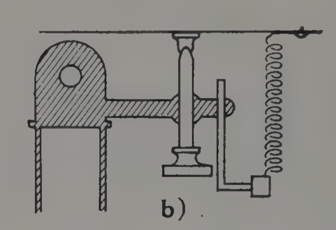


Fig. 3. — Coupes schématiques du support de la plaque comportant la vis à rotule.
a) Perpendiculaire au banc. *b*) Parallèle au banc.
Nota : Les écrous bloquant A et B n'ont pas été représentés.

de 19,6 mm de diamètre, peut tourner autour d'un cylindre de 8 mm de diamètre, qui traverse également la colonne centrale.

A la partie fixe est lié un ergot solidaire d'une vis terminée par une rotule dont la face plane s'appuie sur la partie inférieure de la plaque. Un ressort permet de rappeler la plaque lorsqu'il s'agit de la faire tourner dans le sens qui la détache de la rotule (*fig.* 3).

b) Analyse des mouvements rendus possibles a chaque support :

Translations :

1° *Translation perpendiculaire à la plaque, approximativement verticale.* — La base de chaque support coulisse en hauteur dans le fourreau bloqué par les segments circulaires à l'intérieur de la cuve cylindrique. Sa course est de $\pm$ 4 mm.

2° *Translation horizontale perpendiculaire à la direction du rayonnement.* — On a ménagé dans la plaque, pour chacune des cellules, une rainure centrale permettant le déplacement de l'axe de la cuve, et deux rainures plus étroites dans lesquelles coulissent deux patins. Ceux-ci sont solidaires d'une même plaquette placée parallèlement à la plaque support et en dessous de celle-ci. Dans cette plaquette est pratiqué un orifice dans lequel passe l'axe de la cuve, permettant à celui-ci une course de $\pm$ 5 mm par rapport à sa position médiane.

La base de chaque cuve est perforée de quatre fenêtres allongées dans cette direction de translation, afin de permettre leur fixation au travers des patins.

5° *Translation horizontale parallèle à la direction du rayonnement.* — Cette translation est permise par le coulissage des patins dans les rainures situées de part et d'autre de la rainure centrale.

ROTATIONS :

1° *Rotation autour de l'axe de révolution de la cuve cylindrique.* — Cette rotation de l'ensemble (fourreau et segments bloqueurs) peut être réalisée par rapport à la cuve à l'aide d'un pignon denté, solidaire de la cuve, engrenant avec une fraction de couronne circulaire solidaire du segment. La position de l'axe du pignon a été rendue réglable pour éviter les coincements qui se seraient produits infailliblement à cause de la légère instabilité, mesurable à l'échelle mécanique, du plexiglas, tant au point de vue mécanique qu'au point de vue thermique.

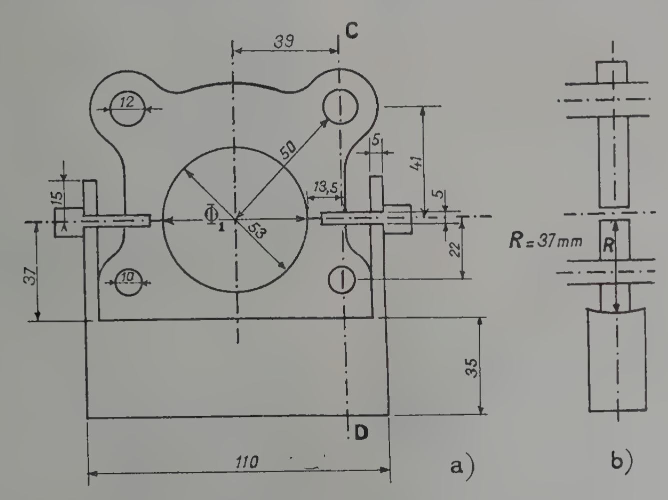


FIG. 4. — Base et plaque du support central.
a) Élévation. *b*) Coupe CD.

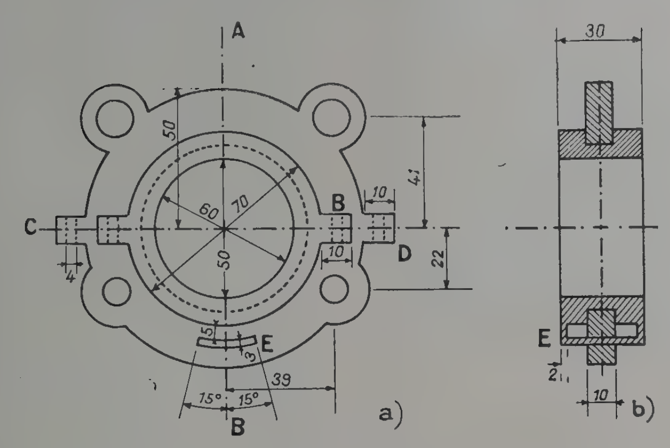


FIG. 5. — Colliers. — L'écrou A, symétrique de l'écrou B, est au niveau de l'écrou C et à sa droite.

2° *Rotation autour de l'axe horizontal perpendiculaire au banc d'optique*, dirigé suivant le diamètre horizontal Φ_1 de la section médiane de l'orifice circulaire du support. Ce diamètre scinde en deux la partie supérieure du support qui est découpée dans une plaque de plexiglas de 1 cm d'épaisseur, et peut effectuer une rotation autour de Φ_1, fixe par construction par rapport à la base, par l'artifice suivant : l'usinage des deux surfaces en présence à la limite commune de la base et du support a été fait suivant deux cylindres, l'un concave, l'autre convexe, de rayon égal, l'axe de révolution étant Φ_1. Au niveau de cet axe, les deux moitiés du support ont été creusées de manière à permettre l'introduction de deux goupilles cylindriques, à tête moletée, au moyen desquelles on effectue la rotation ; elles sont maintenues solidaires par deux paires de plaquettes vissées (*fig.* 4).

3° *Rotation de chaque cellule autour de l'axe de son support.* — Il s'agit de l'axe général du support, qui est également celui des colliers. Ceux-ci coulissent, comme il a été dit plus haut, sur quatre colonnettes encastrées dans la plaque centrale.

Chaque collier est en réalité constitué de deux parties : une âme centrale, de 1 cm d'épaisseur, plaque coulissant sur les colonnettes, et les colliers proprement dits, de 30 m/m d'épaisseur, serrant la cellule, au moyen des écrous A et B, par l'intermédiaire de joints (polyéthylène et caoutchouc). Lorsque les écrous C et D sont desserrés (*fig.* 5), la partie cylindrique d'un collier peut tourner librement en entraînant la cellule par rapport à l'âme. Le guidage s'effectue par l'ergot E dont la course possible est de ± 15°.

Blocage. — Chaque organe susceptible de mouvement peut être immobilisé par des vis dans la position requise. Cela n'est pas nécessaire quand le frottement est suffisant (engrenages). Le mouvement de rotation base-support est stoppé par deux étriers qui enserrent, chacune par deux vis à extrémité sphérique, la plaque support dans une position donnée.

Obtention de l'alignement des axes des deux cellules. — Les mouvements relatifs des deux supports, obtenus en ajoutant algébriquement les courses, linéaires ou angulaires, qui caractérisent chaque mouvement, peuvent ainsi prendre des valeurs comprises entre 0, et, dans les cas les plus défavorables de divergence dans la construction des deux cellules : 8 mm pour la translation en hauteur, 10 mm pour la translation latérale — et pour les rotations, compte non tenu de la variation angulaire autour de l'axe du support, laquelle peut atteindre 30°, deux valeurs d'angles très largement supérieures à celles que nécessitent les divergences géométriques entre les deux systèmes.



Fig. 6.

Cet appareil doit servir à la mesure de la constante de Kerr de dispersions de grosses molécules, dont le temps de relaxation est suffisamment grand pour donner un déphasage de biréfringence perceptible, vis-à-vis d'une tension sinusoïdale appliquée. Dans ce cas, en utilisant un rayonnement incident stroboscopé par rapport à la tension, on ne peut obtenir la compensation que pour des valeurs bien définies du déphasage.

Ces recherches sont poursuivies au laboratoire de M. le Professeur Lucas, à l'aide de crédits des laboratoires de l'École Supérieure de Physique et Chimie de Paris.

Manuscrit reçu le 3 novembre 1958.

LETTRES A LA RÉDACTION

REMARQUES SUR L'OBSERVATION AU MICROSCOPE DES TRÈS FAIBLES DÉNIVELLATIONS DE SURFACE

Par Adrienne R. WEILL,

L'étude des figures de croissance des cristaux de carbure de silicium a permis à Dekeyser et Amelinckx [1] de chiffrer avec certitude la hauteur des gradins dans le cas où la spirale forme un motif très particulier dit en toile d'araignée.

FIG. 1. — Détail du motif, dit en toile d'araignée, formé par les spirales de croissance (carbure de silicium). Microscope métallographique (× 720, réduit aux deux tiers pour l'impression).

On distingue dans ces motifs des branches droites et des croisillons, et il est aujourd'hui bien établi que les gradins de 15 Å de hauteur, formés de six couches élémentaires (épaisses de 2,5 Å d'après les mesures de maille aux rayons X), se divisent en feuillets deux fois moins élevés, formant des croisillons qui rayonnent à partir du centre.

On peut donc se servir de telles figures comme étalon et rechercher les méthodes les plus convenables pour les observer, tout en chiffrant les seuils auquel chaque dispositif se limite.

En fait, la figure que nous avons retenue pour l'étude, parce que la surface du cristal qui la porte est très nette et qu'aucun dépôt ne souligne le gradin, est formée par l'association de deux centres de même nature (*fig.* 1), mais ceci ne change rien à l'affaire : les fronts de croissance s'associent lorsqu'ils sont de même hauteur. Ce n'est qu'à partir du 14e tour que, la croissance se ralentissant, les branches s'infléchissent et deviennent plus hautes.

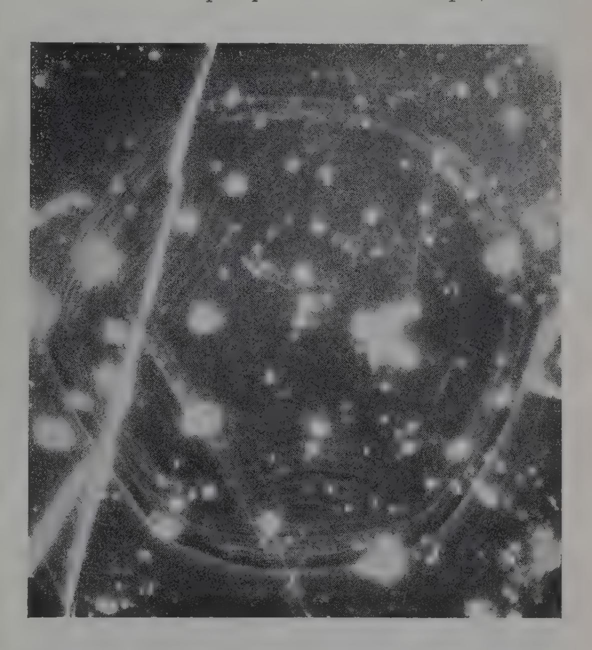


FIG. 2. — Même motif à échelle réduite. Micrographie en fond noir (× 260 réduit aux deux tiers pour l'impression).

Avec un microscope métallographique Leitz, et sur cette surface de carbure de silicium non métallisée, on obtient tous les détails de la figure au grossissement de × 720 mais on a déjà, sur un cliché à beaucoup plus faible grossissement (× 60) la trace des marches de 15 Å. Elles sont bien visibles dans le domaine intermédiaire (× 260), où apparaît la trace des gradins de 7,5 Å, du moins si l'on travaille en fond clair [1]. En fond noir on observe une discontinuité nette au

[1] Cette illustration est reproduite dans *Mémorial de l'Artillerie Française*, 1953, **27**, 2e fasc. fig. 9.

départ des croisillons, et, de manière générale, les échelles de dénivellation sont alors beaucoup plus tranchées qu'en fond clair (*fig.* 2).

Ces observations ont été reprises, non plus sur le cristal lui-même, mais sur une réplique transparente en vernis nitro-cellulosique de la même surface. Actuellement, en effet, les études métallographiques peuvent se faire aussi bien sur une réplique que sur l'échantillon lui-même [2], ce qui permet d'élargir considérablement le domaine de l'exploration des surfaces métalliques. Toutefois la question se pose de connaître exactement les avantages respectifs de l'examen par transmission ou de celui par réflexion : puisque la réplique est essentiellement un objet transparent, le métallographe a le choix entre les deux modes d'observation.

La réplique de la surface du cristal a été examinée par réflexion, après légère aluminure de sa surface, sur un microscope Reichert (type MF4). En lumière normale, les marches de 15 Å sont à la limite de ce que l'œil peut percevoir. Avec un dispositif de contraste interférentiel à deux ondes en lumière polarisée (objectifs à prismes, type Nomarski) aucun détail ne manque à l'image (*fig.* 3). On peut obtenir une image moins



Fig. 3. — Réplique du même motif en vernis nitro-cellulosique, surface aluminée. Micrographie obtenue par réflexion en contraste interférentiel à deux ondes en lumière polarisée (× 400).

bonne mais qui donne cependant les détails les plus fins — c'est-à-dire les marches de 7,5 Å — en examinant une réplique non aluminée.

Sans chercher le mécanisme par lequel le vernis utilisé enregistre d'aussi faibles dénivellations, on peut cependant remarquer qu'il s'agit essentiellement d'une nitro-cellulose, dont le degré de polymérisation est de l'ordre de 100, d'après les mesures de viscosité effectuées dans les laboratoires de l'Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques.

On arrive à ce résultat au premier abord assez surprenant de détecter au microscope optique des accidents de surface de l'ordre de grandeur des espacements interatomiques en passant par l'intermédiaire d'une réplique dont les molécules très allongées mesurent quelque 500 Å, les dimensions transversales ne dépassant guère quelque 5 Å ([2]).

Les examens par transmission de la même réplique, non aluminée, ont permis de faire apparaître les marches de 15 Å moyennant l'utilisation du contraste interférentiel (dispositif de Nomarski, microscope Nachet E. Z. C. I.), et de les photographier. Or, il semble bien que la réplique, au séchage, reproduise les contours en les affaiblissant quelque peu, donc le seuil de la dénivellation visible serait de 15 Å par excès.

Par ailleurs, si l'on compare les chemins optiques par réflexion et par transmission en prenant la valeur moyenne de 1,5 pour l'indice de réfraction du vernis nitro-cellulosique, on trouve que, par transmission, le chemin optique est 4 fois moindre qu'en réflexion. Il s'ensuit que la limite de visibilité des reliefs largement écartés observables en contraste interférentiel par réflexion, se situe en deçà de 4 Å, c'est-à-dire dans le domaine des espacements réticulaires moyens des métaux courants.

([2]) Les vernis type formvar utilisés pour les répliques destinées aux examens en microscopie électronique n'ont pas été étudiés par nous-mêmes du point de vue quantitatif.

Lettre reçue le 4 juin 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Dekeyser (W.) et Amelinckx (S.), Les Dislocations et la Croissance des Cristaux, Éd. Masson et Cie, Paris, 1955.

[2] Jacquet (P. A.), *Revue de Métallurgie*, 1958 **LV**, 531. Voir également à ce sujet : Van Effenterre (A.), Jacquet (P. A.) et Mencarelli (E.) *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2355 ou Jacquet (P. A.), *Le Nickel*, janvier-février-mars 1958, n° 1, p. 1.

ANALOGIE ÉLECTRIQUE DANS L'ÉTUDE DU TRAITEMENT D'UN LINGOT PAR LA MÉTHODE DE LA ZONE FONDUE

Par François Bertein,

Laboratoire d'Électronique de la Faculté des Sciences (Fontenay-aux-Roses).

Reprenons d'abord, avec les mêmes notations que dans une précédente note [1], les équations reliant deux courbes de concentration successives, par exemple $c_0(x)$ et $c_1(x)$. Faisons le changement d'écriture $x \to t$, $c_0(x) \to v_0(t)$, $c_1(x) \to v_1(t + l)$; les fonctions v_0 et v_1 se trouvent définies dans les intervalles respectifs $(0, L + l)$ $(l, L + 2l)$ de la variable t, et v_1 se déduit de v_0 par les équations :

$$\begin{cases} v_1(l) = \dfrac{k}{l} \displaystyle\int_0^l v_0(t)\,\mathrm{d}t \\ \dfrac{l}{k}\dfrac{\mathrm{d}v_1}{\mathrm{d}t} + v_1 = v_0 \quad \text{si} \quad l < t \leqslant L + l \\ v_1(t) = \dfrac{v_1(L + l)}{k} \quad \text{si} \quad L + l < t \leqslant L + 2l. \end{cases} \qquad (1)$$

Considérons maintenant ces équations en supposant que t, l, L y mesurent des temps, v_0 et v_1 des tensions électriques. Il est facile d'imaginer un circuit permettant de passer de $v_0(t)$ à $v_1(t)$; la figure en donne

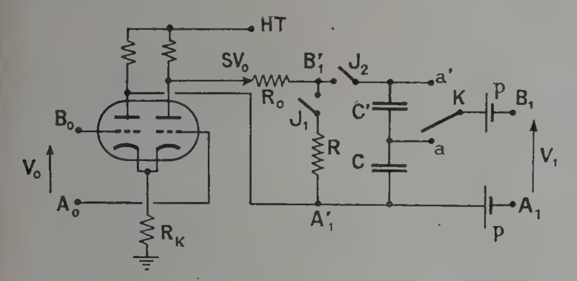


FIG. 1.

un schéma possible. La tension v_0 est appliquée à l'entrée $A_0\,B_0$ à forte impédance d'un quadripôle fournissant aux bornes intermédiaires $A'_1\,B'_1$ un courant d'intensité proportionnelle sv_0 ; ce résultat peut être obtenu simplement à l'aide d'un double triode équilibrée ; les bornes $A'_1\,B'_1$ sont prises en série avec une très forte résistance R_0 entre les deux plaques, ce qui donne sensiblement

$$s = G/R_0 \qquad (G, \text{ gain en tension de la lampe}).$$

Les interrupteurs J_1, J_2, K sont manœuvrés de manière à conduire aux régimes suivants :

a) $t < 0$: $J_1\,J_2$ fermés, connexion Ka,

$$v_0 = v_1 = 0$$

b) $0 < t < l$: ouverture de J_1 ; le courant sv_0 charge C et C' en série, d'où la valeur de v_1 au temps $t = l$:

$$v_1(l) = \frac{s}{C}\int_0^l v_0\,\mathrm{d}t \tag{2}$$

c) $l < t \leqslant L + l$: fermeture de J_1 ; le courant sv_0 se partage entre R et C, C' ; par suite si l'on note que la tension aux bornes de R est à chaque instant $\dfrac{C + C'}{C'}\,v_1$:

$$sv_0 = \frac{C + C'}{RC'}\,v_1 + C\,\frac{\mathrm{d}v_1}{\mathrm{d}t}. \tag{3}$$

d) $L + l < t < L + 2l$: ouverture de J_2, connexion Ka' ; la tension passe à une valeur constante :

$$v_1 = \frac{C + C'}{C'}\,v_1(L + l). \tag{4}$$

Les équations (2), (3), (4) sont bien les mêmes que celles obtenues en (1), à condition de choisir les éléments du circuit :

$$C = \frac{ls}{k} \qquad C' = \frac{ls}{1 - k} \qquad R = \frac{1}{sk}. \tag{5}$$

Revenant aux significations des fonctions $v_0(t)$ et $v_1(t)$, on peut dire que le circuit $A_0\,B_0\,A_1\,B_1$ donne alors à sa sortie la loi de concentration $c_1(x)$ quand on applique à l'entrée la loi $c_0(x)$.

Exemple numérique. $k = 0{,}8 \quad G = 20 \quad R_0 = 2\,\mathrm{M\Omega}$. si on laisse d'abord la valeur de l indéterminée :

$$s = 10^{-5}\,A/v \qquad C = 12\,l$$

$$C' = 50\,l\ \mu\mathrm{F} \qquad R = 120\,000\ \Omega.$$

On peut choisir l de l'ordre de quelques 10^{-1} s de manière à ne pas conduire à des valeurs trop fortes pour C et C', tout en permettant l'emploi d'interrupteurs mécaniques.

Une chaîne d'étages du type précédent permet d'obtenir un certain nombre de courbes de concentration successives $c_1(x)$, $c_2(x)$ ... à partir de la courbe $c_0(x)$ connue. Les interrupteurs peuvent être déclenchés à partir d'un moteur synchrone. Il importe d'autre part que dans chaque étage les bornes de sortie soient au même potentiel moyen que celles d'entrée, ce que l'on obtient à l'aide de piles p ne débitant pas. Le problème de la stabilisation, résolu partiellement par des résistances telles que R_K, se pose en outre comme dans les amplificateurs à courant continu.

Un nombre limité d'étages permet du reste théoriquement l'obtention de *la suite illimitée des courbes*. En effet supposons par exemple le cas d'une zone fondue s'étendant sur le cinquième du barreau ($L = 4l$); on verra aisément que les descriptions électriques de v_6, v_7, ... n'empiètent pas dans le temps sur celles respectives de v_0, v_1, ... ; elles se déroulent après et peuvent donc mettre en jeu les étages déjà utilisés ; il suffira donc d'une chaîne de 6 étages fermée sur elle-même et excitée en un point par $c_0(x)$. On devra alors faire en sorte que les condensateurs C, C' se déchargent bien séparément entre les diverses opérations (emploi de résistances de fuite ou d'un interrupteur).

Les courbes successives apparaîtraient sur un oscilloscope à intervalle l (quelques dixièmes de seconde) les unes des autres. La rapidité pourrait être accrue en remplaçant les interrupteurs par des transistors. De même, elle pourrait sans doute être réduite en faisant appel dans l'analogie à des éléments électromécaniques.

Lettre reçue le 12 juillet 1958.

RÉFÉRENCE

[1] BERTEIN (F.), *J. Physique Ra.*, 1958, **19**, 121 A.

PHOTOMÈTRE POUR LA LUMINESCENCE

Par M. Jean SADDY,

Laboratoire de Luminescence
de la Faculté des Sciences, Paris.

Le photomètre à Glazebrooks décrit ci-après est une modification de celui que l'auteur a utilisé pour ses recherches sur la luminescence, en particulier sur le déclin de la luminescence des sulfures de zinc [1]. Le principal perfectionnement apporté à l'instrument est la réalisation d'une lumière étalon dont la teinte est aussi proche que possible de celle de la luminescence étudiée, ceci sans intervention d'écrans colorés. On sait, en effet, combien il est difficile de trouver de tels écrans, ou associations d'écrans, réalisant la teinte désirée sans affaiblir exagérément le faisceau incident ; de plus, beaucoup de ces filtres, à base de gélatine ou

[1] Voir en particulier : *Annales de Physique*, 1947, **2**, 414 à 455.

de substances cellulosiques, subissent une altération au cours du temps et sous l'influence de la lumière qui les traverse et des facteurs physiques ambiants (chaleur, humidité, etc...).

Le nouveau photomètre utilise les colorations de polarisation rotatoire en lumière hétérogène : le glazebrook-polariseur est remplacé par un ensemble de deux glazebrooks entre lesquels est disposé une lame de quartz, d'épaisseur convenable, taillée perpendiculairement à l'axe ; en agissant sur l'un de ces glazebrooks, on modifie l'angle de leurs directions privilégiées et on peut ainsi obtenir la teinte cherchée ; il ne reste plus qu'à fixer cette position et l'ensemble sert de polariseur pour l'instrument, dont l'analyseur est constitué par un troisième glazebrook.

La source étalon est une lampe à ruban de tungstène alimentée en courant continu. Les rayons lumineux qu'elle émet traversent successivement : un collimateur à lentille achromatique, le polariseur décrit ci-dessus, l'analyseur et une nouvelle lentille achromatique qui forme sur un dépoli l'image de la source étalon. La partie centrale de cette image, d'éclat bien uniforme, est juxtaposée à la plage luminescente par le moyen d'un cube de Lummer. Pour réaliser l'égalité de brillance des deux plages on fait tourner tout le bloc polariseur par rapport à l'analyseur fixe. La rapidité avec laquelle doivent se succéder certaines mesures (par exemple, dans le cas des déclins de luminescence), et la nécessité d'éviter, entre deux réglages consécutifs, toute fatigue oculaire, obligent à différer les lectures d'angle ; un dispositif, actionné par l'opérateur au moment de chaque réglage, fixe au cadran gradué des repères qui permettent, à la fin d'une série de mesures, de retrouver avec la précision du dixième de degré les angles correspondant à chacune de ces mesures.

La figure ci-jointe représente schématiquement les principaux éléments constitutifs du photomètre.

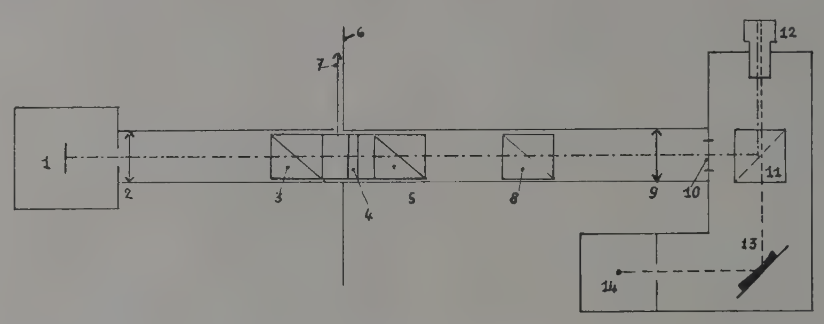


Fig. 1.

1. Lampe du photomètre.
2. Lentille collimatrice.
3. Glazebrook de réglage de teinte } polariseur.
4. Lame de quartz. } polariseur.
5. Glazebrook } polariseur.
6. Cercle gradué.
7. Alidade solidaire du polariseur.
8. Glazebrook analyseur.
9. Lentille achromatique.
10. Dépoli.
11. Cube de Lummer.
12. Viseur.
13. Plaque luminescente.
14. Source U. V.

L'appareil a permis, en particulier, de suivre des déclins de phosphorescence depuis les premiers instants (1 à 2 secondes), jusqu'à six heures et plus, temps au bout duquel la phosphorescence n'est plus visible à l'œil. J'ai pu ainsi, en admettant la loi de déclin en somme de termes exponentiels [1], déterminer six à huit termes suivant les cas, en déduire les ordres de grandeur des durées de vies moyennes des centres, leur répartition, ainsi que les profondeurs des pièges correspondants. Ces résultats seront publiés prochainement.

Lettre reçue le 21 octobre 1958.

Le Gérant : Maurice Blondin — Dépôt légal : 4e trim. 1958. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe)

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

SÉANCE DU 2 MAI 1957

L'année géophysique et l'ionosphère ;

par le R. P. Lejay,
Membre de l'Institut,
Président de l'Union Internationale
de Radioélectricité Scientifique.

Cette Conférence a été publiée au *Journal de Physique*, août-septembre 1957, p. 481.

SÉANCE DU 3 MAI 1957

Présidence de M. L. Néel.

M. le Président prononce l'allocution suivante :

Monsieur le Ministre de l'Éducation Nationale,
Monsieur le Secrétaire d'État a l'Industrie et au Commerce,
Mesdames,
Messieurs,

A la suite de la visite que vous venez de faire et au nom de la Société française de Physique, je suis particulièrement heureux de vous remercier, M. le Ministre de l'Éducation Nationale, d'avoir bien voulu inaugurer cette exposition qui intéresse tous les départements de votre ministère : vous avez vu que les appareils d'enseignement n'ont pas été oubliés ; ils ont fait l'objet d'une émulation féconde entre les constructeurs. Je vous remercie également, M. le Secrétaire d'État à l'Industrie et au Commerce, d'avoir bien voulu nous honorer de votre présence. Vous avez pu mesurer l'effort énorme qui a été fait par les contructeurs français dans le domaine de l'appareillage scientifique et les excellents résultats qui ont été obtenus. Il y a là certainement un domaine susceptible de nous valoir d'intéressants débouchés à l'étranger.

Je voudrais aussi exprimer à M. Léveillé, Directeur du Palais de la Découverte, nos chaleureux remerciements pour avoir permis à notre exposition de se dérouler dans un cadre digne du matériel qui y est présenté.

L'Exposition qui vient de s'ouvrir, dans son ampleur et sa diversité, montre combien sont rapides les progrès de la technique appliquée à l'appareillage scientifique. Les physiciens et les chercheurs ont aujourd'hui à leur disposition et dans tous les domaines des appareils précis et d'usage relativement facile, dont ils n'auraient même pas osé rêver il y a vingt ans.

Les progrès spectaculaires ainsi réalisés ne suffisent pas cependant à rendre la recherche scientifique plus aisée qu'autrefois. La complication et la nature des problèmes scientifiques à résoudre exige maintenant des investissements matériels considérables et la coopération confiante d'équipes nombreuses de travailleurs, seules réalisables dans le cadre d'instituts importants. La division du travail s'impose : que l'on songe seulement à ce que, dans le simple domaine des sciences physiques et mathématiques, les bulletins signalétiques analysent près de 100 000 mémoires par an. De même la notion de rentabilité s'introduit même dans un domaine où à priori on pourrait penser qu'elle n'a rien à faire, lorsqu'on remarque que le prix de l'heure d'un grand accélérateur est de l'ordre de 1 000 000 F.

Et jamais pourtant le rôle des chefs de file, le rôle des cadres moteurs, si j'ose ainsi m'exprimer, n'a été si important. Le rendement de ces énormes machineries électroniques, de ces légions de travailleurs, est lié à l'initiative et à la valeur de quelques-uns. Jamais aussi il n'a plus été demandé à ces animateurs en dehors de leur propre compétence scientifique qui devrait être leur seule justification et leur raison d'être : compétence administrative, compétence financière, compétence psychologique ; il faudrait pour bien faire qu'elles soient toutes réunies.

La recherche scientifique traverse aujourd'hui une crise de croissance qui intéresse aussi bien ses moyens que ses buts. C'est à peine si les problèmes sont posés, c'est-à-dire qu'ils ne sont pas résolus. Mais il y a des raisons d'espérer car nous avons les moyens matériels comme le prouve l'exposition qui vient de s'ouvrir et, en ce qui concerne les hommes, si les jeunes chercheurs ne sont pas aussi nombreux que nous le souhaiterions, du moins pouvons-nous compter sur d'excellents éléments susceptibles de prendre la relève des générations précédentes si cruellement amputées par deux guerres successives.

La Société française de Physique a toujours estimé qu'il était dans ses attributions d'encourager les meil-

leurs de nos jeunes savants et elle a pensé aussi que nulle occasion n'était meilleure pour distribuer ses récompenses que cette exposition annuelle qui réunit les amis et les utilisateurs de la recherche scientifique.

Il s'agit d'abord du *prix Holweck* : ce prix a été créé par souscription en 1945 à l'initiative de la Physical Society pour développer les liens amicaux entre les physiciens anglais et français. Il est décerné tous les ans, alternativement à un physicien français par la Physical Society et à un physicien anglais par la Société française de Physique. Il fut attribué pour la première fois en 1946 au Professeur Charles Sadron de l'Université de Strasbourg et l'année suivante au Professeur E. N. de C. Andrade, de Londres.

C'est cette année au tour de la Société française de Physique d'attribuer le prix Holweck et c'est avec un plaisir tout particulier que nous remercions les représentants de la Physical Society et, en particulier, son président M. Massey d'avoir bien voulu honorer cette manifestation de leur présence et témoigner une fois de plus que la traditionnelle amitié franco-britannique n'est pas un vain mot.

Le prix que nous attribuons aujourd'hui fut fondé à la mémoire de Fernand Holweck, savant physicien et patriote français, martyrisé et assassiné par la Gestapo en décembre 1941, à la Prison de la Santé, à l'âge de 51 ans, dans la pleine activité d'une carrière féconde que vous me permettrez de rappeler en quelques mots. Holweck fut un expérimentateur prestigieux ; dès sa thèse, il établit la continuité entre les rayonnements optiques et les rayons X. A l'occasion de ces recherches qui concernent les rayonnements extrêmement absorbables, il acquit une très grande expérience de la technique du vide ; chacun connaît sa pompe moléculaire qui connut un universel succès. Il créa aussi un petit manomètre absolu à feuille d'or et mit au point des lampes d'émission à grande puissance, des tubes de rayons X à tension très élevée. Il réalisa des montages de télévision et même un modèle particulier de microscope électronique.

On lui doit le pendule inversé Holweck-Lejay dont la précision et la rapidité d'emploi ont permis de renouveler complètement le problème de la détermination de l'accélération de la pesanteur en différents points du globe, ce qui valut à son auteur l'attribution du prix Albert de Monaco, la plus haute récompense de l'Académie des Sciences.

Les dernières recherches d'Holweck appartiennent au domaine de la radiobiologie et je me rappelle encore l'enthousiasme qu'avait soulevé parmi les jeunes chercheurs un exposé qu'il avait fait à Strasbourg devant la Société de Physique et au cours duquel il avait montré le rôle essentiel de la nature quantique du rayonnement dans son action sur les zones sensibles des cellules vivantes. Ces recherches ont été beaucoup étendues depuis la mort d'Holweck.

On conçoit d'après ce que je viens de dire que la tradition soit d'attribuer le plus généralement le prix Holweck à un expérimentateur.

Cette année, après avoir examiné selon l'usage les candidatures présentées par la Physical Society, la Société française de Physique a décerné le 12e prix Holweck au Dr D. H. WILKINSON, Fellow du Jesus College à Cambridge et Directeur de Section au Cavendish Laboratory.

Jeune et brillant physicien, M. Wilkinson s'est distingué dans la physique expérimentale nucléaire. Il a publié un ouvrage classique sur les chambres et compteurs d'ionisation et on connaît l'ingénieux analyseur d'impulsion qu'il a inventé et mis au point : dans ce « sélecteur Wilkinson » une impulsion de hauteur variable est transformée en un signal d'amplitude constante dont la longueur est proportionnelle à la hauteur de l'impulsion initiale.

Sur le plan de la recherche, M. Wilkinson s'est d'abord consacré à l'étude de la photodésintégration du deutéron, entre 4 et 18 MeV, au moyen d'une chambre à deutérons à haute pression. Comme le deutéron est le seul noyau dont on sache calculer exactement les fonctions, ce travail est une base sûre sur laquelle on peut édifier une théorie des forces nucléaires. M. Wilkinson a également établi expérimentalement que les photons émis au cours de la réaction $D(p, \gamma)^3He$ étaient complètement polarisés ; c'est peut-être la première observation de rayons γ polarisés émis au cours d'une transition dipolaire.

M. Wilkinson s'est aussi intéressé aux transitions radiatives dans les noyaux légers et, en particulier, les noyaux dits « miroirs » contenant un nombre égal de neutrons et de protons. Il a montré que les règles d'interdiction de transitions dipolaires électriques entre niveaux de noyaux miroirs, de même spin isotopique, n'étaient pas toujours respectées. A partir de ce travail les préoccupations de M. Wilkinson se sont orientées de plus en plus vers l'interprétation théorique des phénomènes nucléaires ; c'est ainsi qu'en collaboration avec A. M. Lane il a montré tout l'intérêt qui s'attachait au concept de parentage, introduit par G. Racah en physique atomique depuis une quinzaine d'années.

Au cours des années récentes, M. Wilkinson a élaboré une théorie des réactions photonucléaires qui constitue un progrès important sur les tentatives antérieures trop simplistes, en cherchant notamment à tenir compte d'une façon plus approfondie de l'intervention des couches complètes constituant le cœur nucléaire.

Signalons enfin que M. Wilkinson s'intéresse actuellement à la technique des chambres à bulle, aussi bien à haute qu'à basse température.

J'en ai assez dit pour montrer que M. Wilkinson est un physicien complet dont l'œuvre trahit le souci constant de développer parallèlement les aspects expérimentaux et les aspects théoriques des questions étudiées, tout en tirant le parti le plus ingénieux de ressources relativement limitées.

La Société française de Physique est heureuse de décerner le prix Holweck à un physicien aussi distingué.

Cette année, la Société française de Physique doit également attribuer les prix Louis Ancel et Aimé Cotton.

D'autre part et pour tenir compte du développement considérable de la recherche dans différentes branches de la physique, quelques-unes fort nouvelles, et du nombre considérable des travaux de valeur qui paraissent aujourd'hui, le Conseil de la Société française de Physique a décidé, au cours de sa réunion du 17 décembre 1956, de créer trois nouveaux prix :

un prix Paul Langevin destiné à récompenser chaque année un travail dans le domaine de la Physique théorique ;

un prix Irène Joliot-Curie, destiné à récompenser

chaque année un travail dans le domaine de la Physique nucléaire ;

un prix Félix Esclangon, destiné à récompenser tous les deux ans un travail dans le domaine de l'Électricité.

Le Conseil est aussi particulièrement heureux d'avoir ainsi l'occasion de rendre, au nom de tous les physiciens français, un respectueux et déférent hommage à la mémoire de trois savants dont la science française peut s'enorgueillir.

Le Conseil a également décidé de donner à ces cinq prix, ainsi qu'au prix Félix Robin, la valeur de 30 000 F. Il serait heureux si les pouvoirs publics pouvaient l'aider à donner à ces prix un montant qui soit davantage à la mesure de la valeur des travaux récompensés.

Prix L. Ancel. — M. Jean Meinnel, Assistant à la Faculté des Sciences de Rennes.

M. Jean Meinnel a mis en évidence les bandes d'absorption du sélénium dans le spectre hertzien et étudié l'influence du mode de cristallisation et de la température. Il a pu ainsi préciser la position des niveaux énergétiques située entre les bandes de valence et de conduction. Il a montré l'intérêt qu'il y a à confronter les indications obtenues par absorption hertzienne avec les résultats de l'étude de la photoconductibilité.

Le travail de M. Meinnel apporte une importante contribution à nos connaissances sur les propriétés du sélénium, si remarquables à tant d'égards mais encore si difficiles à préciser, malgré les travaux d'Ancel, pionnier en la matière.

Prix Aimé Cotton. — M. Jacques-Émile Blamont, Agrégé de Physique.

Dans sa thèse, M. Blamont a étudié l'effet Stark de l'atome de mercure par la méthode de double résonance optique et magnétique, imaginée par J. Brossel. Grâce à cette méthode il a pu déceler des effets 1 000 fois plus petits qu'avec les méthodes conventionnelles et montrer notamment que pour les isotopes pairs qui sont dépourvus de spin nucléaire l'effet Stark est rigoureusement quadratique.

En collaboration avec Ayant, il a établi les relations théoriques entre l'effet Stark des isotopes pairs et les effets Stark de structures hyperfines des deux isotopes impairs. Chemin faisant, il a découvert l'effet remarquable d'affinement des courbes de résonance magnétique, lorsque la densité de vapeur de mercure croît, effet dû à la cohérence dans la rediffusion des photons d'un atome à l'autre, au cours de la résonance optique.

Enfin, M. Blamont a construit un photomètre spécial destiné à l'étude de la raie jaune du sodium du ciel crépusculaire et basé sur l'effet Zeeman de cette raie de résonance optique. Des appareils de ce type seront utilisés au cours de l'année géophysique internationale.

Prix P. Langevin. — M. Y. Ayant, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Grenoble.

Les travaux de M. Y. Ayant ont porté sur la théorie de la relaxation en résonance nucléaire et plus spécialement en résonance quadrupolaire. Il a été le premier à introduire et à utiliser la notion féconde de corrélation quantique qui a été reprise depuis par de nombreux auteurs.

Plus récemment il a montré comment les temps de relaxation de la résonance quadrupolaire dans les cristaux moléculaires pouvaient être rattachés aux fréquences Raman. Il s'est intéressé également à la statistique des réseaux tridimensionnels et obtenu avec MM. Dreyfus et Peretti la solution rigoureuse du problème de la chaleur spécifique.

Les travaux de M. Ayant sont caractérisés par leur concision et leur élégance mathématique. J'ajouterai que M. Ayant est un excellent professeur et qu'il suscite autour de lui de nombreuses vocations de physiciens théoriciens. Nul ne pouvait mieux que lui mériter l'attribution du premier prix Langevin.

Prix I. Joliot-Curie. — M. Bouissières, Maître de Recherches.

Entré au laboratoire Curie en 1940, M. Bouissières s'est consacré à la chimie des radioéléments naturels, notamment au polonium et au protoactinium. Il a notamment établi l'existence de la valence 4 de ce dernier élément et en a précisé les caractères analytiques. Il a montré que le comportement chimique du protoactinium était en contradiction avec l'hypothèse des « actinides » et que cet élément devait en réalité être considéré comme un véritable homologue du tantale.

Par ailleurs, M. Bouissières a effectué de très intéressantes recherches sur la préparation et la purification de différents radioéléments naturels, avec le souci d'améliorer la préparation des sources radioactives. Citons encore un travail qu'il fit en collaboration avec Mme Joliot-Curie sur la détermination de la période de l'actinium, déduite de la croissance de l'activité de préparations de protoactinium.

La précision et l'élégance des travaux de M. Bouissières ont montré au Conseil de la Société française de Physique que nul plus que lui n'était digne d'un prix fondé pour commémorer la mémoire d'un grand savant dont il fut le collaborateur enthousiaste.

Prix Félix Esclangon. — M. André Boulloud, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Rennes.

Les premiers travaux de M. Boulloud ont porté sur l'amorçage de l'étincelle électrique dans les gaz comprimés. Il a montré notamment que les écarts à la loi de Paschen observés à haute pression provenaient de phénomènes d'émission des électrodes sous l'effet de champs électriques intenses, grâce à la mesure et l'étude expérimentale des retards à l'amorçage et des courants prédisruptifs.

M. Boulloud a étudié ultérieurement l'effet couronne positif et expliqué sa disparition dans la plupart des gaz lorsque la pression est suffisamment élevée ; le détachement des électrons à partir des ions négatifs ne peut plus alors fournir les germes nécessaires à l'entretien de la décharge. Il a mis en évidence un nouveau régime de décharge obscure. Citons enfin des recherches sur les potentiels disruptifs et les pressions de rampage qui ont éclairci certains paradoxes présentés par les génératrices électrostatiques, en éclaircissant le rôle respectif des ions positifs et de l'effet photoélectrique dans la libération des électrons à la cathode.

Les nombreux travaux de M. Boulloud et leur intérêt en électrotechnique justifient l'attribution d'un

prix fondé à la mémoire du grand électrotechnicien que fut M. Esclangon.

La Conférence suivante a ensuite été prononcée :

Les noyaux de masse 16 ;

par M. le Dr D. H. Wilkinson,
du Cavendish Laboratory, Prix Holweck 1957.

SÉANCE DU 7 MAI 1957

Les piles atomiques en France ;

par M. J. Yvon,
Directeur du Département des Études de Piles au Commissariat à l'Énergie Atomique.

Cette Conférence a été publiée au *Journal de Physique*, octobre 1957, p. 545.

SÉANCE DU 9 MAI 1957

Berceau des étoiles et sources de rayonnement cosmique ;

par M. E. Schatzman,
Professeur d'Astrophysique à la Faculté des Sciences de Paris.

SÉANCE DU 31 MAI 1957

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Blaise (Jean), Docteur ès Sciences physiques, Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 24 *bis*, rue Auguste-Rodin, Sèvres (Seine-et-Oise), présenté par MM. F. Gaume et P. Giacomo.

Bouissières (Georges), Chef de Travaux à l'Institut du Radium, 4, rue Corvisart, Paris (13e), présenté par MM. M. Riou et J. Teillac.

Boyez (Gérard), Agrégé de Physique, Professeur de Physique au Lycée Jacques Decour, 28, rue de la Gare, Torigny (Seine-et-Marne), présenté par MM. A. Maréchal et G. Guinier.

Carricaburu (Pierre, Antoine, Julien), Docteur en Médecine, ès Mathématiques et Physique générale, Chef de Travaux de Physique à l'École de Médecine, École de Médecine, Dakar (A. O. F.), présenté par MM. H. Masson et S. Robin.

Connes (Pierre), Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 27, rue Henri-Savignac, Bellevue (Seine-et-Oise), présenté par M. A. Maréchal et Mme B. Roizen-Dossier.

Delapalme (Bernard), Ingénieur Principal du Génie Maritime, Adjoint au Directeur du Centre d'Études Nucléaires de Grenoble, 7, rue Vicat, Grenoble (Isère), présenté par MM. L. Néel et L. Weil.

Hervé (Jacques), Licencié ès Sciences, Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 6, sente des Pommiers Rouges, Saind-Cloud (Seine-et-Oise), présenté par Mlle G. Berthet et M. A. Maréchal.

Kessler (Dan), Docteur ès Sciences physiques, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 11, rue de Plaisance, Paris (14e), présenté par MM. R. Maze et A. Fréon.

Lesueur (Paul), Professeur E. D. P., Assistant de Stomatologie à l'Institut Gustave-Roussy (Institut du Cancer de Villejuif), 28, rue Marbeuf, Paris (8e), présenté par MM. B. Derouet et J. C. Simon.

Mariée (Michel), Licencié ès Sciences physiques, Ingénieur de Recherches, 6, place du Panthéon, Paris (5e), présenté par MM. M. Pauthenier et J. Wyart.

Mazières (Charles), Agrégé de l'Université, 54, avenue d'Iéna, Paris (16e), présenté par MM. G. Blet et G. Bonjean.

Mihailovic (Zika, Zivko), Diplômé d'Études Supérieures de l'Université de Belgrade, 2 *bis*, boulevard Morland, Paris (4e), présenté par MM. J. Wyart et H. Curien.

Rougeot (Louis), Professeur agrégé de Sciences physiques au Lycée Michelet, 2, rue Jullien, Vanves (Seine), présenté par MM. G. Guinier et A. Maréchal.

Société Piézo-Ceram-Électronique, Président Directeur Général M. René Thoyot, Département Électronique, 105, boulevard de la Madeleine, Nice (Alpes-Maritimes), présentée par MM. A. Maréchal et P. Aigrain.

M. Valladas (Georges), Docteur ès Sciences, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique (Centre d'Études Nucléaires de Saclay), 61, rue Hébert, Clamart (Seine), présenté par MM. M. Frilley et J. Teillac.

Mlle Vincent (Jacqueline), Licenciée ès Sciences, Attachée de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 78, rue de Rome, Marseille (Bouches-du-Rhône), présentée par MM. F. Canac et G. Blet.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Le spectre infrarouge de l'hydrogène liquide ou solide ;

par M. H. L. Welsh,
de l'Université de Toronto et du Laboratoire du C. N. R. S. de Bellevue.

L'hydrogène gazeux comprimé possède une absorption infrarouge due à la distorsion électronique induite par les forces intermoléculaires pendant les contacts moléculaires très proches.

Dans des expériences récentes les modifications du spectre au moment du passage aux états liquide et solide ont été étudiées. Le spectre du solide montre des composantes larges, qui forment un spectre « normal » du cristal, modifié par la rotation moléculaire libre qui est une propriété particulière de l'hydrogène solide.

En outre, le spectre montre des composantes fines dues aux effets d'induction des moments quadrupolaires moléculaires. Les raies les plus fortes correspondent aux transitions doublées, dans lesquelles deux molécules font des transitions simultanées. Le spectre change de façon intéressante quand on fait varier le rapport ortho-para. En diminuant la concentration des orthomolécules, les raies quadrupolaires deviennent très fines et montrent une structure fine qui n'est pas encore complètement expliquée.

2. — Spin de ^{235}U et rapports des moments nucléaires de ^{235}U et ^{233}U ;

par MM. J. Blaise, S. Gerstenkorn et Mlle M. Louvegnies,
du Laboratoire A. Cotton du C. N. R. S. de Bellevue.

Cette Communication a fait l'objet d'un article au *Journal de Physique*, mai 1957, p. 318.

3. — Remarques concernant les monochromateurs utilisés en polarimétrie ;

par M. F. Gaume,
Laboratoire Aimé-Cotton, Bellevue.

L'étude des conséquences de l'emploi en polarimétrie d'une lumière non rigoureusement monochromatique montre que la présence de lumière parasite entraîne plusieurs inconvénients importants ;

le minimum que l'on repère est décalé, ce qui conduit parfois à des erreurs systématiques inadmissibles ;

ce décalage est variable en fonction de la longueur d'onde de la lumière utilisée et peut fausser complètement l'étude de la dispersion rotatoire d'une substance dans une bande d'absorption ;

le minimum que l'on repère n'est plus nul, ce qui augmente beaucoup l'incertitude sur les pointés polarimétriques ;

au voisinage du minimum, la rotation de l'analyseur entraîne une variation rapide de la répartition spectrale de la lumière transmise, donc de sa couleur apparente.

Il est donc indispensable d'éliminer soigneusement la lumière parasite. Toutefois, les inconvénients énumérés ci-dessus n'interviennent à peu près pas lorsque la radiation approximativement monochromatique utilisée est accompagnée d'un peu de lumière parasite *de longueur d'onde voisine*.

En conséquence, lorsque l'emploi d'un monochromateur double est indispensable, on indique deux modifications permettant de rendre nettement plus faciles et plus économiques la construction et le réglage d'un tel appareil à prismes destiné à la polarimétrie, sans altérer ses qualités pour l'usage particulier considéré.

1° On peut utiliser un monochromateur double comportant deux systèmes optiques identiques, mais élargir beaucoup la fente d'entrée ou la remplacer par une fenêtre. L'appareil n'a plus besoin alors d'une réalisation mécanique aussi soignée.

2° On peut aussi utiliser trois fentes de même largeur, mais diminuer dans le même rapport toutes les dimensions du premier système optique. On réalise ainsi une importante économie sur l'optique et sur la précision mécanique requise.

Les remarques qui précèdent peuvent être étendues à divers types de séparateurs de radiations, utilisables en polarimétrie, et sont sans doute applicables à quelques autres mesures optiques.

Un article détaillé sur ce sujet a paru dans la *Revue d'Optique*, mai 1958, p. 242.

4. — Compte rendu du Congrès de Physique de Leipzig ;

par MM. A. Kastler, R. Bernas et P. Radvanyi.

JOURNÉE DU 26 OCTOBRE 1957

Présidence de M. L. Néel.

Des Communications ont été faites, le matin, sur la *structure électronique des solides* (n°s 1 à 7), l'après-midi, sur la *structure atomique déterminée par les méthodes de radiofréquences* (n°s 8 à 14).

1. — Quelques études de magnétisme réalisées avec des neutrons ;

par Mme M. Erikson, MM. P. de Gennes, A. Herpin, B. Jacrot et P. Meriel.

Les neutrons qui interagissent avec les moments magnétiques atomiques rendent possible leur localisation. On relate quelques expériences effectuées à la pile de Saclay :

a) étude des fluctuations d'aimantation au voisinage du point de Curie du fer ;

b) détermination de la répartition des porteurs et de l'influence du champ magnétique sur cette répartition dans quelques antiferromagnétiques.

Cette Communication fera l'objet d'un article au *Journal de Physique*.

2. — Sur la structure électronique des métaux et alliages de transition et des métaux lourds ;

par M. J. Friedel.

On discute la structure électronique des impuretés de transition, telles que Ti, Mn, Fe, Co, Ni, dissoutes dans les métaux ordinaires tels que l'aluminium et le cuivre. On étudie dans quelles conditions l'impureté est ou non porteuse d'un moment magnétique localisé. On montre que la même distinction s'applique non seulement aux métaux purs de transition et des terres rares, mais aux métaux lourds (Th, U, Pu,...).

Cette Communication fera l'objet d'un article au *Journal de Physique*.

3. — Emploi du positon pour l'étude de la structure électronique des métaux ;

par M. É. Daniel.

Cette Communication a fait l'objet d'un article au *Journal de Physique*, décembre 1957, p. 691.

4. — Sur les propriétés de l'antimoniure d'indium ;

par M. M. Rodot.

Parmi les composés semi-conducteurs, un des plus largement étudié actuellement est l'antimoniure d'indium InSb. Il offre en effet la possibilité d'éprouver les théories précises et assez complètes mises au point sur les semi-conducteurs élémentaires, germanium et silicium, d'établir la portée générale de ces théories ou au contraire leur caractère spécifique, de découvrir de nouvelles propriétés.

Une étude approfondie des propriétés de InSb telles qu'elles ressortent de travaux antérieurs (I) (1) montre que deux questions sont actuellement controversées : d'une part, la valeur exacte de la masse efficace des électrons, qui est faible par suite de la contribution ionique à l'énergie de liaison, mais mal connue ; d'autre part, le mécanisme prédominant de dispersion des électrons, qui pourrait être, contrairement au cas du germanium, la dispersion par les vibrations optiques du réseau (dispersion « polaire »).

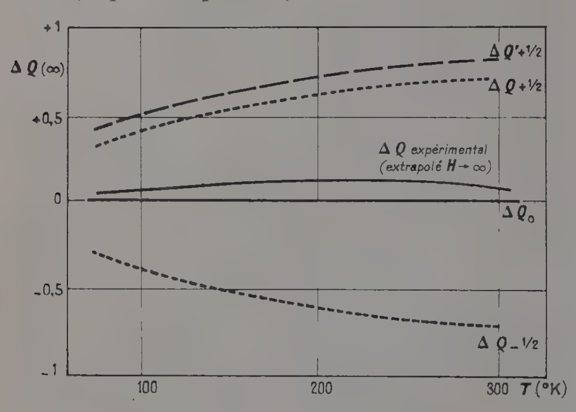


Fig. 1. — L'indice désigne la valeur de r.

Ces deux questions sont liées. Ainsi, si l'on admet l'hypothèse de la dispersion, l'étude de l'effet thermoélectrique permet (I) d'obtenir une valeur de la masse efficace. Toutefois il n'est pas possible, par la seule considération de l'effet thermoélectrique, de vérifier l'hypothèse de la dispersion polaire.

Nous avons étudié un effet susceptible d'apporter des renseignements en ce sens. C'est l'altération de l'effet thermoélectrique par un champ magnétique transversal, ou effet magnétothermoélectrique (MTE). Un mécanisme de dispersion est caractérisé par un nombre r, qui est l'exposant de la loi $\tau = \varepsilon^r$ reliant le temps de relaxation à l'énergie de l'électron. Ainsi $r = -1/2$ dans le cas de la dispersion par les vibrations acoustiques du réseau ; dans le cas de la dispersion par les vibrations optiques du réseau $r = +1/2$ pour les électrons d'énergie très grande, $r = 0$ pour les électrons d'énergie très faible et, en moyenne, r a une valeur positive comprise entre 0 et $+1/2$.

La figure 1 présente les résultats relatifs à un échantillon dégénéré dont la concentration en électrons est $n = 1{,}4.10^{17}$ cm^{-3}. La courbe pleine représente les valeurs expérimentales qui sont positives ; les courbes en pointillé représentent les valeurs théoriques pour un champ magnétique infini, ΔQ, de l'effet MTE. Le calcul a été fait (I) en tenant compte de la structure exacte de la bande de conduction (courbes ΔQ) ou avec la bande de conduction supposée parabolique (courbe $\Delta Q'$).

Une telle expérience fournit une *indication nette en faveur de l'hypothèse de dispersion polaire*. Pour corroborer cette indication, il a été entrepris une étude systématique de l'effet MTE pour des échantillons de puretés diverses. Les résultats actuellement obtenus sont compatibles avec l'hypothèse de dispersion polaire.

(1) La référence I désigne l'article « Propriétés du semi-conducteur InSb », paru au *Journal de Physique*, février 1958, p. 140. On trouvera également dans cet article un exposé détaillé des recherches concernant les propriétés thermoélectriques et thermomagnétiques de l'antimoniure d'indium, que nous nous contentons de résumer ici.

5. — Les oscillations de plasma et l'effet d'écran dans les métaux ;

par M. P. Nozières,

Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

Il y a une trentaine d'années, Langmuir a remarqué que dans un gaz de particules chargées, il pouvait y avoir propagation d'ondes de polarisation longitudinales, qu'il baptisa « oscillations de plasma ». La fréquence de ces ondes, en gros indépendante du vecteur d'onde, est donnée par $\omega_p = (4\pi Ne^2/m)^{1/2}$, où N est le nombre d'électrons par unité de volume, e et m respectivement la charge et la masse de l'électron.

Les recherches de Langmuir portaient seulement sur les gaz ionisés dans les tubes à décharge. Ce n'est qu'en 1953 que Bohm et Pines [1] ont remarqué que les électrons d'un métal formaient, eux aussi, un « plasma » au sens de Langmuir. La fréquence des oscillations est toujours donnée par la formule cidessus. Mais, comme N est alors très grand, de l'ordre de 10^{22}/cm^3, ω_p se situe dans le domaine de l'ultraviolet lointain. Le quantum d'oscillation de plasma, ou « plasmon », $\hbar\omega_p$, qui varie de 10 à 20 eV suivant les métaux, est beaucoup plus grand que l'énergie thermique kT (de l'ordre de quelques centièmes d'électronvolt à la température ordinaire). Les plasmons sont donc toujours dans leur état de base, à moins que l'on emploie un agent extérieur d'énergie suffisante pour les exciter.

Un phénomène complémentaire des plasmons est l'effet d'écran, bien connu depuis les travaux classiques de Debye et Hückel sur les électrolytes fortement ionisés. Cet effet provient de la longue portée des forces de

Coulomb qui fait qu'un électron interagit simultanément avec un grand nombre de ses voisins. Il n'y a donc pas grand sens à parler de l'interaction de deux électrons A et B. Si nous déplaçons l'électron A, il est exact que son champ électrique sur B variera ; mais, en même temps, un grand nombre d'électrons voisins bougeront aussi et modifieront de ce fait le champ effectif en B. Afin de tenir compte de ces corrélations, il est donc essentiel de remplacer les électrons « nus » par des électrons « habillés », c'est-à-dire accompagnés d'un cortège d'électrons voisins. Les électrons habillés interagissent alors suivant une loi en $(1/r) \exp(-r/R_D)$, au lieu de la loi originelle en $1/r$. La portée de l'interaction est donc limitée au rayon de Debye R_D.

Un calcul approximatif simple permet de mieux saisir le sens de ces considérations. Pour simplifier, limitons-nous au cas d'un gaz d'électrons libres plongé dans une charge positive qui assure la neutralité globale du système. L'hamiltonien s'écrit alors

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{ij} \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_{ij}}. \qquad (1)$$

Il est commode de développer l'interaction de Coulomb en série de Fourier. On obtient ainsi

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \sum_k \frac{2\pi e^2}{k^2} (\rho_k \rho_{-k} - N), \qquad (2)$$

où ρ_k est la composante de Fourier de la densité ρ définie par

$$\rho_k = \sum_i \exp(-ik.x_i).$$

La composante $k = 0$ a disparu du fait de la neutralité globale du système.

Nous nous proposons maintenant d'étudier la variation dans le temps de ρ_k, en calculant ses dérivées successives

$$\dot{\rho}_k = \frac{1}{i\hbar} [\rho_k, H], \quad \text{etc.}$$

Nous obtenons ainsi

$$\ddot{\rho}_k = -\sum_i \left(\frac{k.p_i}{m}\right)^2 \exp(-ik.x_i) +$$
$$+ \sum_{\substack{ij\\k'}} \frac{4\pi e^2}{m} \frac{k.k'}{k'^2} \exp[i(k+k').x_j] \exp(-ik'.x_i) ; \qquad (3)$$

le dernier terme de (3) contient un facteur

$$\exp[(i(k+k').x_j]$$

dont la phase est aléatoire, à moins que $k + k'$ ne soit nul. Dans ce qui suit, nous négligeons ces termes de phase aléatoire ; cette approximation peut être justifiée dans un traitement hamiltonien détaillé du problème. Physiquement, elle revient à négliger les corrections de champ local, que l'on sait être faibles dans le cas d'un gaz d'électrons libres. (3) se réduit alors à

$$\ddot{\rho}_k = -\omega_p^2 \rho_k - \sum_i \left(\frac{k.p_i}{m}\right)^2 \exp(-ik.x_i). \qquad (4)$$

Si nous considérons des vecteurs d'onde k tels que $\overline{(k.p_i/m)^2} \ll \omega_p^2$, (4) montre que la densité de fluctuation ρ_k oscille à la fréquence ω_p. Donc, aux grandes longueurs d'onde, le comportement du système est régi par l'interaction de Coulomb, qui donne naissance aux plasmons. Si, au contraire, nous considérons des k tels que $\overline{(k.p_i/m)^2} \gg \omega_p^2$, les fluctuations thermiques du système empêchent tout mouvement organisé et l'interaction de Coulomb n'est qu'une faible perturbation. Le passage d'un domaine à l'autre se fait pour

$$k = k_c \sim \left(\frac{m^2 \omega_p^2}{\overline{p_i^2}}\right)^{1/2}.$$

Pour $k < k_c$, les fluctuations de densité ρ_k sont gelées sous forme de plasmons. L'interaction effective entre les électrons ne contient donc que les composantes de Fourier avec $k > k_c$; ceci n'est autre que l'effet d'écran, avec un rayon de Debye $R_D = 1/k_c$.

Pines et l'auteur [2] ont récemment généralisé les considérations précédentes aux solides réels, où les électrons sont plongés dans un potentiel périodique. Il y a alors compétition entre les forces de liaison aux sites du réseau, mesurées par les fréquences d'excitation moyennes ω_{n0}, et les forces d'interaction électrostatique, mesurées par la fréquence de plasma ω_p. Souvent, ω_{n0} est plus petit que ω_p (comme par exemple dans Al, Be, Ge, Si, etc.). Dans ce cas, l'effet du potentiel périodique est minime et les plasmons ont la même fréquence ω_p que pour un gaz d'électrons libres. Au contraire, pour les métaux de transition, les fréquences d'excitation des électrons d sont de l'ordre de ω_p ; il doit en résulter un déplacement et un élargissement de la raie de plasma.

Expérimentalement, le moyen le plus facile d'exciter des plasmons est d'envoyer sur un mince film du solide un pinceau monocinétique d'électrons d'environ 10 keV et d'observer l'énergie des électrons qui sortent [3]. Dans les « éléments simples » tels que Al, Be, Ge, Si, on observe des pertes d'énergie discrètes correspondant à l'absorption d'un ou plusieurs plasmons, avec un quantum d'énergie en excellent accord avec la théorie. Pour les métaux de transition, on observe des spectres compliqués, contenant à la fois des excitations d'électrons individuels et une raie de plasma très élargie, de fréquence différant de ω_p, comme on s'y attend théoriquement.

On peut aussi observer des plasmons en les excitant par des photons ; dans un processus d'émission ou d'absorption X, on crée un déséquilibre électrostatique, qui peut conduire à l'émission d'un plasmon lors de la transition, correspondant à un effet Auger « collectif ». Ceci devrait conduire à des bandes satellites déplacées par rapport à la bande fondamentale d'une énergie $\hbar\omega_p$ du côté des grandes longueurs d'onde. Skinner a observé un très faible effet de ce type dans les spectres d'émission de Mg et Al ; la position des satellites est en accord avec la théorie. D'autre part, un tel effet peut peut-être expliquer certaines similitudes constatées entre les spectres d'absorption X et les spectres de pertes caractéristiques d'électrons.

[1] Bohm (D.) et Pines (D.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 608.
[2] Nozières (P.) et Pines (D.), *Phys. Rev.* (sous presse) ; Nozières (P.), Thèse de Doctorat, Paris, 1957.
[3] Pour une revue complète de cette question, voir Pines (D.), *Rev. Mod. Physics*, 1956, **28**, 184.

6. — Recombinaison radiative dans les semi-conducteurs ;

par M. C. Benoit a la Guillaume,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

Dans un semi-conducteur où l'on a créé un excès de paires électron-trou, le retour à l'équilibre peut s'effectuer par différents processus :

1° La recombinaison bande à bande, soit directe, soit avec émission ou absorption d'un phonon. Dans le germanium ce processus radiatif est peu efficace car, s'il existait seul, la durée de vie des porteurs minoritaires serait d'environ 1 s alors que les valeurs expérimentales sont inférieures à quelques millisecondes.

2° La recombinaison par l'intermédiaire de centres recombinants. Shockley et Read ont calculé la vitesse de recombinaison par ce processus. On peut obtenir le niveau d'énergie de ces centres et les sections efficaces de capture des électrons et des trous par ces centres en mesurant la variation de la durée de vie des porteurs minoritaires en fonction de la position du niveau de Fermi et de la température.

Nous utilisons une méthode plus directe d'étude des centres recombinants : à 77 °K une jonction Ge n - Ge p polarisée dans le sens direct émet une raie vers 1,75 μ due à la recombinaison bande à bande et une raie plus large vers 2,30 μ due à la recombinaison par l'intermédiaire de centres recombinants. La variation de l'intensité de ces deux raies en fonction du courant dans la jonction est en bon accord avec la théorie. Cette méthode donne directement le niveau d'énergie de l'électron lié au centre recombinant ; elle permet de distinguer différents types de centres. La raie d'émission due aux centres est complexe ; elle se décompose en deux raies que l'on peut séparer grâce au fait que le rapport des intensités des deux composantes varie avec le courant dans la jonction. De plus, l'étude en fonction de la température du rendement radiatif de ces transitions suggère un modèle de centre recombinant.

7. — Transfert et transport d'énergie par l'intermédiaire des excitons ;

par M. M. Balkanski,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

Lorsqu'un semi-conducteur est irradié par un rayonnement de courte longueur d'onde ou par des particules de haute énergie il est généralement admis que des électrons sont élevés de la bande de valence à la bande de conduction. Dans un tel cas le corps devient conducteur, le courant peut être dû soit aux électrons, soit aux trous libres. Dans le cas où l'énergie d'excitation n'aurait pas été suffisante pour éjecter l'électron complètement dans la bande de conduction la paire électron-trou restera liée, capable de se propager à travers le cristal sous forme d'un état excité appelé exciton. C'est donc une excitation qui se propage dans le cristal avec un vecteur d'onde défini et qui est assimilable à une sorte de particule neutre.

La dissociation de l'exciton sur un centre d'impureté donnerait naissance à un électron libre si le trou était capté. La production d'électrons libres de cette façon contribue à la photoconductivité.

En plus de la possibilité d'être dissocié l'exciton a celle de se recombiner en donnant lieu à une émission qui peut être réabsorbée pour recréer la paire électron-trou. La fréquence de ce processus est assez élevée et, en outre, il y a cohérence de phase entre émission et absorption. On est donc aussi en présence de la propagation d'une excitation dont l'énergie est inférieure à celle de la bande interdite. Après un certain nombre de réémissions et absorptions successives l'exciton est capté sur un centre d'impureté qu'il peut ioniser.

Il a été observé que, dans des monocristaux de CdS par exemple, on produit un photocourant non seulement lorsque l'irradiation est donnée sur l'ensemble du cristal, mais aussi lorsque seulement une faible partie du cristal est illuminée à travers une fente placée à une certaine distance de l'endroit où se trouvent les électrodes. C'est l'étude de ce phénomène de transport d'énergie qui nous a amené à chercher à savoir si le courant produit à une certaine distance de l'endroit où est donnée l'irradiation est dû à la diffusion des électrons, des trous ou des excitons.

Après l'irradiation, la répartition des états excités dans le cristal est donnée par l'équation différentielle de la diffusion thermique

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \rho_i - \frac{\rho}{\tau} + D\left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2}\right).$$

Dans les conditions de notre expérience la concentration initiale d'excitons est nulle ($\rho_i = 0$). Pour une irradiation stationnaire ($\partial \rho / \partial t = 0$) et dans l'approximation unidimensionnelle une solution de cette équation est

$$\rho = \rho_0 \, e^{-x/\sqrt{D\tau}}.$$

En faisant simplement varier la distance entre l'endroit où l'on produit l'excitation et l'emplacement des électrodes on peut avoir une mesure directe de la longueur de diffusion.

La courbe représentant la variation du photocourant en fonction de la distance entre le point où est donnée l'irradiation et les électrodes est, en coordonnées semi-logarithmiques, une droite dont la pente donne la longueur de diffusion. La valeur moyenne obtenue est de 0,23 cm. Les variations d'un cristal à l'autre ne sont pas très grandes tant qu'il s'agit de cristaux de la même épaisseur mais si, en changeant les dimensions, on augmente ou réduit la surface, la longueur de diffusion change considérablement ce qui montre un effet des états de surface.

Cette méthode ne donne que la racine carrée du produit de la constante de diffusion par la vie moyenne. Il est intéressant de connaître ces deux grandeurs séparément. C'est dans ce but qu'a été envisagée une méthode dynamique dont le principe est de donner un éclair très court à travers une fente étroite placée à une certaine distance des électrodes et de mesurer le temps entre l'éclair et la réception de l'impulsion. La hauteur du maximum de l'oscillogramme donne une mesure relative de la densité des porteurs et le déplacement de son maximum par rapport à l'origine correspond au temps de transfert de l'excitation.

Une solution de l'équation différentielle de la dif-

fusion thermique pour les conditions aux limites définies par les conditions expérimentales est

$$\rho = \frac{\rho_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\,Dt} - \frac{t}{\tau}\right).$$

Cette expression donne la possibilité de construire les courbes théoriques de la répartition des particules pour des durées d'irradiation différentes et aussi pour des irradiations données à différentes distances des électrodes.

Deux mesures pour des irradiations données à des distances x_1 et x_2 des électrodes sont suffisantes pour la détermination de la constante de diffusion d'après la formule

$$D = \frac{x_1\left(1 - \frac{x_2}{x_1}\right)}{2t_{M_1} \operatorname{Log}\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{x_2}{x_1}}\right)}$$

établie d'après la solution de l'équation différentielle de la diffusion. De même la vie moyenne est donnée par

$$\tau = \frac{2t_{M_1}\left(1 - \frac{x_2}{x_1}\right)}{\operatorname{Log}\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{x_2}{x_1}}\right)}$$

et la longueur de diffusion par

$$L = \frac{x_1\left(1 - \frac{x_2}{x_1}\right)}{\operatorname{Log}\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{x_2}{x_1}}\right)}.$$

D'après ces calculs on obtient pour le CdS

$$\tau \simeq 10^{-5}\ \text{cm}, \quad D \simeq 4.10^3\ \text{cm}^2/\text{s}, \quad L \simeq 0{,}2\ \text{cm}.$$

Étant données ces valeurs il est impossible que le transfert d'énergie soit effectué par l'intermédiaire des porteurs libres, notamment des électrons. Si c'était le cas, par application de l'équation d'Einstein on aurait obtenu une mobilité beaucoup trop élevée. Il ne pourrait pas non plus s'agir de la mobilité des trous qui devrait être encore plus petite que celle des électrons.

Un autre moyen de vérifier s'il s'agit de particules chargées est d'étudier l'effet du champ électrique sur la diffusion de ces particules. En présence d'un champ électrique E extérieur parallèle à l'axe des x, l'équation de la diffusion s'écrit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\rho}{\tau} \pm \mu E \frac{\partial \rho}{\partial x} + D \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2}.$$

La solution de cette équation,

$$\rho = \frac{\rho_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left[\frac{(x \pm \mu Et)^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau}\right],$$

montre que, même avec des champs aussi faibles que 1 V/cm, on doit observer un déplacement du maximum quand on renverse la direction du champ. Dans nos expériences nous avons appliqué des champs électriques jusqu'à 1 000 V/cm sans observer aucun effet. Ceci montre que la particule diffusante est neutre.

Une objection est toujours possible : le photocourant à une certaine distance de l'endroit de l'irradiation peut être dû à la diffusion de la lumière qui peut être transmise soit après réflexion sur les faces internes du canal, soit par un processus secondaire quelconque, la luminescence par exemple. De nombreuses expériences ont été faites pour démontrer l'inconsistance d'une telle objection. Dans le cas par exemple où on aurait empêché toute transmission électrique en conservant seulement la possibilité d'une transmission optique, on n'observe aucun effet de la diffusion.

D'autre part le temps de transfert de l'énergie est proportionnel à la distance à parcourir, ce qui serait inconcevable dans le cas de la diffusion de la lumière.

L'étude de la répartition spectrale de l'excitation montre que certaines longueurs d'onde sont plus favorables que d'autres. Ceci montre l'intérêt de tracer des spectres d'excitation adéquats pour essayer de voir la stabilité relative de ces particules. Un spectre d'excitation caractéristique du CdS est le tracé de la courbe du photocourant en fonction de la longueur d'onde. Lorsque l'irradiation est donnée uniformément sur tout le cristal on obtient un maximum aigu correspondant à la largeur de la bande interdite. Un autre type de spectre d'excitation, qui donne le photocourant dû seulement à la particule qui a diffusé, est établi en illuminant seulement une faible partie du cristal à travers une fente placée à une certaine distance des électrodes.

Les spectres d'excitation relevés de cette façon montrent un déplacement du maximum du photocourant vers les grandes longueurs d'onde, c'est-à-dire vers les faibles énergies. La même expérience a été répétée à la température de l'azote liquide. On obtient une série de maxima correspondant à des niveaux discrets qui peuvent être placés dans une formule du genre

$$h\nu = A - \frac{B}{n^2}.$$

Nous sommes bien ici en présence du spectre d'une excitation qui a diffusé et qui se caractérise par plusieurs niveaux discrets au-dessous de la bande de conduction. On rejoint ainsi expérimentalement la conception théorique de Frenkel donnée dès 1931 pour expliquer l'absorption de la lumière par les solides.

A la lumière des expériences récentes concernant la relation entre le photocourant à distance et l'intensité de la lumière incidente, l'effet photoélectrique interne peut être interprété comme une réaction bimoléculaire. Un premier exciton serait piégé en ionisant le piège ; c'est pourquoi l'éjection de l'électron dans la bande de conduction devient possible grâce à un échange d'énergie entre un deuxième exciton et le piège ionisé.

La notion de l'exciton surtout dotée de caractéristiques de diffusion précises commence déjà à rendre des services importants pour l'interprétation de nombreux résultats expérimentaux. Elle sera certainement très fructueuse dans bien des questions du domaine de la physique des solides et surtout dans les problèmes concernant les interactions entre la lumière et les électrons du réseau cristallin.

8. — Les méthodes optiques de la résonance magnétique. États excités des atomes ;

par M. J. Brossel,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

Un phénomène de résonance magnétique est une transition spectrale entre niveaux atomiques dont les intervalles sont du domaine hertzien. Elle est induite par un champ magnétique de haute fréquence dont la fréquence satisfait à la condition de Bohr. On peut ainsi étudier des transitions correspondant à des intervalles Zeeman et à des intervalles de structure hyperfine des atomes, et mesurer avec précision ces intervalles. La formule régissant la probabilité de transition est donnée et interprétée. L'effet du champ de haute fréquence est d'égaliser les populations des niveaux entre lesquels se fait la transition. Toute propriété qui dépend de ces populations relatives peut servir à détecter la transition.

Lorsque les différents niveaux Zeeman d'un état excité sont inégalement peuplés la lumière émise à partir de ce niveau est polarisée. La résonance magnétique se manifeste par un changement de cet état de polarisation, le plus souvent par une dépolarisation de la lumière, qu'on peut mettre en évidence à l'aide de photomultiplicateurs. Une inégalité de population des niveaux Zeeman d'un état excité peut être obtenue par excitation par choc électronique et Pebay-Peyroula a tiré parti de cet effet pour observer des résonances magnétiques. L'excitation optique, lorsqu'elle est possible, permet aussi de créer une inégalité de population des sous-niveaux Zeeman d'un état excité. Les résultats obtenus dans le cas du niveau $6\,^3P_1$ de l'atome de mercure excité optiquement par irradiation avec la raie de résonance 2 537 Å sont présentés.

La méthode d'excitation optique a été utilisée pour étudier les intervalles hyperfins des atomes alcalins dans un état excité $^2P_{3/2}$, ce qui a permis la détermination des moments électriques quadrupolaires des noyaux de ces éléments.

9. — Résonance magnétique des niveaux atomiques excités par bombardement électronique ;

par M. J.-C. Pebay-Peyroula,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

Les expériences de Skinner, réalisées en 1926, ont montré que l'excitation d'un atome par bombardement électronique provoque l'émission de raies optiques fortement polarisées lorsque l'énergie des électrons incidents est légèrement supérieure à l'énergie du seuil d'excitation. Il existe alors entre les sous-niveaux magnétiques des états ainsi excités une différence de population et l'on se trouve dans des conditions où la résonance magnétique est observable.

Nous avons étudié la possibilité de cette méthode sur l'atome de mercure. Aux champs magnétiques correspondant aux facteurs de Landé $g = 1$ et $g = 2$ apparaissent pour toutes les raies du spectre des résonances complexes se traduisant par des modifications du taux de polarisation de l'intensité lumineuse. Ces résonances sont liées aux propriétés dynamiques des électrons. Ce sont des phénomènes parasites gênants qui peuvent être considérablement réduits en modifiant la géométrie des électrodes accélératrices.

En étudiant les différentes radiations du spectre, la résonance magnétique de plusieurs niveaux a été mise en évidence. Nous avons ainsi étudié le niveau $6\,^3F_4$, déduit sa durée de vie et les facteurs de Landé pour les isotopes pairs et pour l'isotope 199. D'autres niveaux sont à l'étude.

La méthode, difficilement applicable actuellement à l'étude des états excités dont la durée de vie est inférieure à 10^{-7} s par suite des champs intenses de radiofréquence qu'il est nécessaire d'employer, convient par contre aux niveaux élevés dont la durée de vie est plus longue et qui sont inaccessibles par la méthode de la double résonance.

10. — Diffusion multiple des photons dans la vapeur de mercure ;

par M. J.-P. Barrat,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

La diffusion multiple des photons correspondant à la longueur d'onde de la raie de résonance 2 537 Å par les atomes de mercure est responsable, quand la concentration des atomes diffusants augmente, de la diminution du taux de polarisation de la lumière de résonance et de l'allongement de la durée de vie apparente (« durée de cohérence ») du niveau excité $6\,^3P_1$. Les valeurs des durées de cohérence, mesurées par la méthode de la résonance magnétique ou par celle de la dépolarisation magnétique, sur un niveau hyperfin F d'un isotope de spin nucléaire I, ne doivent dépendre que de la concentration de cet isotope dans des conditions géométriques déterminées et non de celles des autres isotopes. Il en est de même des taux de polarisation. Les résultats expérimentaux, obtenus jusqu'à présent dans le cas des isotopes pairs du mercure et dans le cas des niveaux hyperfins $F = 3/2$ de l'isotope ^{199}Hg et $F = 5/2$ de l'isotope ^{201}Hg, sont en accord avec les prévisions théoriques.

11. — Effet Stark du niveau 6^3P_1 de l'atome de mercure ;

par M. J.-E. Blamont,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

J. Brossel dans sa Thèse avait étudié par la méthode optique de résonance magnétique la structure Zeeman du niveau $6\,^3P_1$ de l'atome de mercure, niveau supérieur de la raie de résonance d'intercombinaison 2 537 Å. En superposant au champ magnétique qui produit l'effet Zeeman un champ électrostatique de même direction, on peut mettre en évidence des déplacements Stark des niveaux de l'ordre de quelques mégahertz. Ils ne sont pas décelables par la spectroscopie optique conventionnelle. Les études sur les isotopes pairs du mercure ont permis une mesure précise de l'effet Stark, d'établir son caractère quadratique et de confirmer la théorie de la forme de raie qui a été approfondie par l'auteur.

L'étude des isotopes impairs a permis de vérifier les prévisions théoriques sur l'effet Stark de structure hyperfine.

12. — Les méthodes optiques de la résonance magnétique. États fondamentaux des atomes ;

par M. A. Kastler,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

La méthode optique de résonance magnétique a pu être appliquée à des états fondamentaux des atomes grâce au procédé de pompage optique. Dans une vapeur monoatomique à la température ordinaire, les différences de population entre niveaux hyperfins ou niveaux Zeeman de l'état fondamental sont très petits. On peut les augmenter considérablement par le procédé de pompage optique dont le mécanisme est illustré par le cas de l'atome de sodium illuminé par les radiations de résonance D_1 et D_2 polarisées circulairement. Les inégalités de population qui sont ainsi créées artificiellement se répercutent par des modifications de l'intensité et de la polarisation de la lumière de résonance. Sous l'influence d'une transition de résonance magnétique l'état de polarisation de cette lumière est modifié ce qui permet la détection de ces transitions.

Les études faites sur l'état fondamental de l'atome de sodium ont mis en évidence les transitions à plusieurs quanta qui ont fait l'objet de la Thèse de J. M. Winter.

Les inégalités de population créées par pompage optique sont l'équivalent d'une orientation anisotrope des moments magnétiques des atomes. L'étude optique de cette anisotropie est un moyen commode pour étudier l'influence des chocs des gaz étrangers et les atomes orientés se sont révélés étonnamment insensibles à ces chocs. L'influence des gaz H_2, D_2 et des gaz rares sur des atomes de sodium a fait l'objet d'études systématiques dans un domaine de pressions de 0 à 1 mm de mercure. L'étude de la largeur de raie a montré que les chocs ne perturbent pas la phase de la fonction d'onde de l'atome. L'effet pratique d'un gaz étranger est une amplification du taux d'orientation des atomes et de l'intensité des raies de résonance, et un affinement de ces raies.

13. — Transitions à plusieurs quanta ;

par MM. J. Winter et J. Brossel,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

L'orientation optique de la vapeur de sodium a permis l'étude des résonances magnétiques entre les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental de cet atome. Les résultats présentés sont relatifs aux transitions de basse fréquence $\Delta F = 0$.

On observe ainsi les résonances ordinaires $\Delta m = \pm 1$ entre deux sous-niveaux consécutifs E_{m+1} et E_m. Elles sont induites par un champ magnétique de radiofréquence H_1, perpendiculaire au champ statique H_0 et tournant autour de H_0 à une vitesse uniforme telle que $h\nu_1 = E_{m+1} - E_m$.

On observe en outre des résonances beaucoup plus fines, dans les intervalles des précédentes, pour les fréquences $h\nu_2 = (E_{m+2} - E_m)/2$; ces résonances font intervenir deux quanta ν_2 qui sont simultanément absorbés et font passer directement le système atomique du niveau E_m au niveau E_{m+2}.

Dans des conditions analogues on a pu observer des résonances à 3, 4 quanta, etc.

Si le champ H_1 n'est pas circulaire mais rectiligne, de nouvelles résonances apparaissent aux fréquences ν' telles que $h\nu' = (E_{m+1} - E_m)/p$. Ces résonances font intervenir p quanta. Leur existence peut être prévue de manière simple si l'on applique les lois de conservation de l'énergie et du moment cinétique. Elles sont remarquables par les déplacements radiatifs très importants qu'elles présentent.

14. — L'orientation optique des atomes dans la vapeur saturante de césium ;

par M. T. Skalinski,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

L'existence d'une orientation optique dans la vapeur saturante de césium en présence d'hydrogène a été confirmée par les expériences de Blandin et Barrat. En utilisant le xénon comme gaz étranger, on a trouvé un taux d'orientation beaucoup plus élevé qu'en utilisant l'hydrogène. On a obtenu le spectre de résonance pour les transitions simples et multiples entre différents sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental. Les écarts des maxima de résonance concordent avec les prévisions théoriques (formule de Breit-Rabi). Les meilleures conditions expérimentales de résonance ont été déterminées (pression de vapeur saturante du césium et pression du gaz étranger).

En fin de journée, M. le Président a présenté les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il a été immédiatement statué. En conséquence, sont admis à compter du 1er novembre 1957 comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

Mlle Astoin (Nicole), Docteur ès Sciences, Chargée de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 67, rue Didot, Paris (14e), présentée par MM. B. Vodar et J. Romand.

MM. Bacry (Henri), Professeur agrégé de Physique, Sanatorium de Sainte-Feyre (Creuse), présenté par MM. A. Blanc-Lapierre et A. Sarazin.

Balkanski (Minko), Docteur ès Sciences, Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, Paris (5e), présenté par MM. P. Aigrain et A. Maréchal.

Billard (Jean), Ingénieur E. S. P. C. I., Licencié ès Sciences, Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 38-40, rue de la Glacière, Paris (13e), présenté par MM. Y. Le Corre et D. Cribier.

Boccara (Nino), Ingénieur E. S. P. C. I., Licencié ès Sciences, Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 92, rue Étienne-Dolet, Cachan (Seine), présenté par MM. Y. Le Corre et D. Cribier.

Chabbal (Robert), Assistant à la Faculté des Sciences de Paris, Agrégé de Physique, Doc-

teur ès Sciences, 1 *bis*, rue Carpeaux, Paris (18e), présenté par MM. A. Maréchal et P. Jacquinot.

CHEMOUL (Philippe), Étudiant, 69, boulevard Lannes, Paris (16e), présenté par MM. A. Maréchal et F. Netter.

CUËR (Pierre), Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg, Directeur du Laboratoire de Physique corpusculaire, présenté par MM. F. Joliot et A. Berthelot.

DELANNOY (Jean), Ancien Élève de l'École Normale Supérieure, Agrégé de Physique, Section Optique S 3 au Sous-Comité Antarctique du Centre National de la Recherche Scientifique (Année Géophysique), 6, sentier de l'Orage, Le Perreux (Seine), présenté par MM. J. F. Denisse et A. Kastler.

DROUHIN (Roger), Licencié ès Sciences, Ingénieur, 31, avenue des Gobelins, Paris (13e), présenté par MM. J. Bureau et C. Cherrier.

GERSTENKORN (Simon), Licencié ès Sciences, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 98, avenue de Villiers, Paris (17e), présenté par MM. P. Jacquinot et J. Blaise.

KLAPISCH (Robert), Ingénieur E. S. P. C. I., Licencié ès Sciences, Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire de Physique nucléaire, Orsay (Seine-et-Oise), présenté par MM. P. Radvanyi et R. Bernas.

LABERRIGUE (André), Assistant à la Faculté des Sciences de Paris, 63, rue Claude-Bernard, Paris (5e), présenté par MM. Y. Le Corre et D. Cribier.

Mlle LAGARDE (Denise), Agrégée des Sciences physiques, Assistante à la Faculté des Sciences (P. C. B.), 56, avenue Aristide-Briand, Montrouge (Seine), présentée par MM. R. Lennuier et R. Dupeyrat.

MM. LAVAUD (Claude), Ingénieur des Arts et Métiers, Laboratoire de Physique nucléaire, Orsay (Seine-et-Oise), présenté par MM. R. Bernas et P. Radvanyi.

LE BOT (Jacques), Assistant de Physique, Faculté des Sciences de Rennes, présenté par MM. R. Freymann et S. Le Montagner.

LE TRAON (André), Assistant à la Faculté des Sciences de Rennes, 35, rue d'Inkermann, Rennes (Ille-et-Vilaine), présenté par MM. R. Freymann et J. Le Bot.

LOSTIS (Pierre), Institut d'Optique, 3, boulevard Pasteur, Paris (15e), présenté par MM. F. Abelès et M. Françon.

MAES (Serge), Assistant à la Faculté des Sciences de Paris, 9, rue Garnier, Neuilly-sur-Seine (Seine), présenté par MM. P. Barchewitz et G. Amat.

Mlle MALAMOND (Catherine), Attachée de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 7, rue de la Cité Universitaire, Paris (14e), présentée par MM. Y. Le Corre et D. Cribier.

M. MARIOT (Louis), Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Dijon, 5, rue Montchapet, Dijon (Côte d'Or), présenté par MM. G. Simon et Y. Doucet,

Mlle PAUTHIER (Suzanne), Ingénieur E. S. P. C. I., 46, rue Gambetta, Boulogne-sur-Seine (Seine), présentée par MM. J. Badoz et R. Buvet.

MM. ROUVIÈRE (Jean), Directeur du Comité Consultatif International Télégraphique et Téléphonique (C. C. I. T. T.), Palais Wilson, Genève (Suisse), présenté par MM. A. Maréchal et F. Netter.

SAPY (Jacques), Technicien E. N. H. Besançon, Directeur Technique de la S. E. R. M. E. C., 98, avenue de Romans, Valence (Drôme), présenté par MM. A. Maréchal et F. Netter.

WENIGER (Schame), Docteur ès Sciences, Chargé de Recherches à l'Observatoire de Meudon, 9, rue de Valence, Paris (5e), présenté par Mme R. Herman et M. G. Wlérick.

SECTION D'OPTIQUE

SÉANCE DU 24 MAI 1957

Présidence de M. P. FLEURY.

The molecular basis of vision ;

par M. G. WALD,
Professeur à l'Université de Harvard.

M. E. BAUMGARDT, chargé en séance de l'interprétation en français de cette Conférence faite en anglais, nous en a fait parvenir le compte rendu commenté suivant.

Le Pr Wald est un biochimiste éminent de l'Université de Harvard, à Cambridge (U. S. A.), dont les recherches sur les mécanismes photochimiques de la vision sont dans la ligne d'une longue tradition remontant aux années suivant la fin de la première guerre mondiale. Comme son maître, feu Selig Hecht, dont les travaux sur la vision chez l'homme et les animaux ont fait école, il défend la thèse de la prédominance, dans tous les phénomènes d'ordre visuel, de l'action photochimique qui résulte de l'absorption par les récepteurs rétiniens (cônes et bâtonnets) des quanta lumineux. La conférence, dont nous faisons suivre un compte rendu commenté, résume l'essentiel de nos connaissances dans le domaine des mécanismes photochimiques de la vision.

Les rétines de la plupart des vertébrés possèdent deux types de récepteurs de la lumière : les bâtonnets pour la vision crépusculaire et les cônes pour la vision de jour. Chacun de ces récepteurs contient (au moins) un pigment photosensible qui se transforme sous l'action de la lumière. Ce processus amène à une excitation nerveuse de caractère local qui, transmise jusqu'au cerveau, finit par produire une sensation lumineuse.

La rhodopsine ou pourpre visuel a été découverte par Boll en 1876 dans la rétine de la grenouille. C'est l'agent photochimique de la vision crépusculaire ou *scotopique*.

Wald a étudié, au moyen de la spectrophotométrie,

les processus de blanchissement sous l'action de la lumière et de synthèse in vitro de la rhodopsine et d'autres pigments dont nous parlerons plus loin.

		Rhodopsine	
Processus exoénergétique		↘ lumière	
		Lumirhodopsine	Processus endoénergétique
		↓	
	enzyme	Métarhodopsine	
Vitamine A + scotopsine	coenzyme ⇄	↓ H_2O Rétinène + scotopsine	

Sous l'action de la lumière, la rhodopsine se transforme en lumirhodopsine, puis à des températures supérieures à — 20° en métarhodopsine. En présence d'eau, cette dernière fournit un mélange de rétinène, caroténoïde jaunâtre, et d'une protéine incolore, baptisée opsine par Wald, qui distingue les *scotopsines* extraites des bâtonnets et les *photopsines* extraites des cônes.

Le rétinène est l'aldéhyde de la vitamine A_1 ; in vitro aussi bien qu'in situ, le rétinène est réduit à la vitamine A_1 par un enzyme spécifique, l'alcool déhydrogénase, opérant ensemble avec son coenzyme la cozymase. La synthèse de la rhodopsine, en partant d'un mélange de rétinène$_1$ et d'opsine, est spontanée.

En mélangeant de la vitamine A_1 extraite de foie de poisson, de l'alcool déhydrogénase extrait de foie de cheval, de la cozymase extraite de levure et de la scotopsine extraite de rétines de grenouille on synthétise de la rhodopsine dans l'obscurité. Mais chaque vitamine A_1 n'est pas utilisable. Il en existe un certain nombre de stéréoisomères qui tous contiennent les mêmes molécules et radicaux, mais dont l'orientation dans l'espace diffère. Pour constituer de la rhodopsine, il faut utiliser un *cis*-isomère ; or, la vitamine A_1, synthétique cristallisée usuelle, est un *tout-trans*-isomère. Ce qui importe est d'obtenir le cisrétinène spécifique qui seul peut former la rhodopsine avec la protéine appelée opsine. Celui-ci, le *néorétinène b*, produit avec la scotopsine, dans l'obscurité, une rhodopsine qu'on ne peut pas distinguer de celle extraite des bâtonnets de la grenouille.

Wald a démontré que le blanchissement par la lumière de la rhodopsine in situ produit un rétinène *tout-trans*. Pour que ce produit puisse reconstituer de la rhodopsine, il faut qu'il acquierre sa forme active : le néorétinène b. Dans l'œil vivant, cette transformation (isomérisation) se produit surtout grâce à l'action d'un enzyme (isomérase) qu'on trouve surtout dans l'épithélium pigmentaire de la grenouille et qui catalyse spécifiquement l'équilibre entre les rétinènes *tout-trans* et *néo b*.

Tous autres pigments photosensibles s'élaborent de manière analogue : ce sont la porphyropsine (λ_{max} = 522 mμ), l'iodopsine (λ_{max} = 562 mμ) et la cyanopsine (λ_{max} = 620 mμ). Si la rhodopsine résulte de l'union de la vitamine A_1 et d'une scotopsine, la porphyropsine est le produit de la vitamine A_2 et d'une scotopsine, l'iodopsine celui de la vitamine A_1 et d'une photopsine et la cyanopsine celui de la vitamine A_2 et d'une photopsine. Les quatre synthèses s'opèrent au moyen des mêmes enzymes : l'alcool-déhydrogénase et la cozymase.

On obtient en outre in vitro quatre autres pigments issus de caroténoïdes stéréoisomériques avec celles dont nous venons de parler. Mais on ne les a pas trouvées dans la nature et les considère actuellement comme des artefacts.

La *porphyropsine* se trouve dans les bâtonnets de vertébrés vivant en eau douce. Son spectre d'absorption coïncide pratiquement avec la sensibilité visuelle des poissons à vision par bâtonnets. Wald la synthétise à partir de la vitamine A_2 et d'une scotopsine.

En remplaçant la scotopsine par une photopsine, Wald synthétise, avec la vitamine A_2, un pigment qu'il appelle *cyanopsine*. Ce dernier pigment n'a été extrait d'aucun organisme vivant. Mais il existe des présomptions pour qu'il soit à la base de la vision de jour de la *tanche* et de la tortue *Testudo graeca* dont Granit a mesuré électrophysiologiquement la sensibilité spectrale du système à cônes ; ces dernières courbes sont peu différentes de celle de la courbe d'absorption spectrale de la porphyropsine.

Des rétines de poule, Wald a extrait l'*iodopsine* qu'il a ensuite synthétisée en partant de vitamine A_1 et d'une photopsine. La sensibilité spectrale de la poule est presque identique à la courbe d'absorption de l'iodopsine. Si Wald avait extrait l'iodopsine d'une rétine ne contenant que des cônes (et non pas des cônes et des bâtonnets, comme celle du poulet), son argumentation serait évidemment beaucoup plus solide.

En résumant, le conférencier illustre ainsi l'importance déterminante, dans l'acte de vision, des pigments photosensibles :

1° Les courbes de sensibilité spectrale de l'homme et des animaux dérivent directement des ou sont identiques aux courbes d'absorption des pigments photosensibles respectifs.

2° L'héméralopie (cécité nocturne) et son mécanisme physiologique et biochimique dépendent de la production de la vitamine A_1 cis par l'organisme considéré.

3° L'adaptation à l'obscurité et l'adaptation à la lumière sont fonctions de la concentration en rhodopsine des bâtonnets ; la variation de la sensibilité visuelle est fonction de cette concentration.

Le point 3° appelle des réserves. En effet, la sensibilité visuelle est déjà 100 fois plus faible qu'au seuil absolu quand l'adaptation à la lumière est encore si minime qu'il faudrait la continuer pendant des heures pour que la concentration de la rhodopsine dans les bâtonnets baisse de 1/1 000 seulement. Wald a bien compris que cette contradiction entre sa thèse et les faits appelait une explication. En 1954, il a émis l'hypothèse que la nature stratifiée des bâtonnets révélée au microscope électronique pourrait fournir la clé de cette contradiction qu'il croit apparente. Si chacun des compartiments dont le bâtonnet semble composé peut fournir un potentiel local lors de l'absorption d'un quantum lumineux et si une telle absorption met hors d'état de fonctionner, pendant longtemps, un tel compartiment, on pourrait comprendre qu'à une très faible diminution de la concentration en rhodopsine correspondrait une forte diminution de sensibilité visuelle, comme cela est effectivement le cas. Malheureusement, le calcul montre que l'hypothèse, bien que très ingénieuse, est erronée. L'écart entre les mesures de Wald et la formule théorique, publiée par lui-même un an plus tard, est plus qu'astronomique : il est de l'ordre de 10^{86}. C'est plus qu'il n'en faut pour rejeter sa thèse exposée

sous 3°, même s'il n'existait pas une contradiction évidente entre cette dernière et de nombreux faits très bien établis en matière de sommation spatiale des stimuli lumineux. Une analyse sérieuse des remarquables travaux de Rushton permet d'ailleurs d'aboutir aux mêmes résultats et Rushton ne se prive pas de souligner ce point, quoiqu'en ait pu penser le conférencier.

Un second point reste à soulever : la faible sensibilité des cônes que Wald explique par une faible teneur en pigments photochimiques. Il a été pourtant prouvé par l'expérience, à Paris aussi bien que plus tard à Londres, qu'individuellement un cône est à peu près aussi sensible qu'un bâtonnet et que seulement la sommation spatiale fait que les bâtonnets, branchés en grand nombre sur une seule fibre du nerf optique, peuvent paraître beaucoup plus sensibles que les cônes. En somme, il serait vain de vouloir reléguer à l'arrière-plan les phénomènes de l'adaptation au bénéfice de processus purement photochimiques, ces derniers étant toutefois déterminants dans la première phase de toute excitation visuelle adéquate.

Cette conférence constitue une belle démonstration de la valeur du patient labeur d'un biochimiste brillant auquel on pardonnera facilement quelques faiblesses dans le domaine de la physiologie visuelle qui lui est moins familier.

SECTION SUD-OUEST
(Bordeaux)

SÉANCE DU 24 MAI 1957

Variations des climats et de l'activité solaire dans le passé ;

par M. F. Link,
Directeur de l'Observatoire de Prague.

SÉANCE DU 6 JUIN 1957

1. — Électrolyse invisible ou visible d'une solution centinormale d'acide sulfurique ;

par MM. R. Guizonnier et J. Fougeyrollas.

Il ne semble pas que des solutions d'acide sulfurique, aussi diluées que des solutions centinormales, aient été jusqu'ici utilisées pour étudier les phénomènes d'électrolyse. Rothé [1] mettait en expérience des solutions décinormales.

Dans nos recherches, les électrodes étaient des fils de platine (diamètre 0,5 mm) ayant entre eux une distance de 5 cm, assujettis à une lame de plexiglas qui les maintenait parfaitement immobiles dans le liquide. Avant chaque série d'expériences, ces fils étaient chauffés au rouge pendant quelques instants.

1. ***Variation du courant en fonction du temps.*** — Il fallait plusieurs heures, quelquefois jusqu'à 30 h, pour atteindre la valeur finale i_F du courant.

a) Si la différence de potentiel V est assez faible 0,2 ; 0,4 ; 0,8 V, les courbes de décroissance du courant en fonction du temps (*fig.* 1) sont des hyperboles

$$i = i_F + \frac{K}{\tau + \tau_0},$$

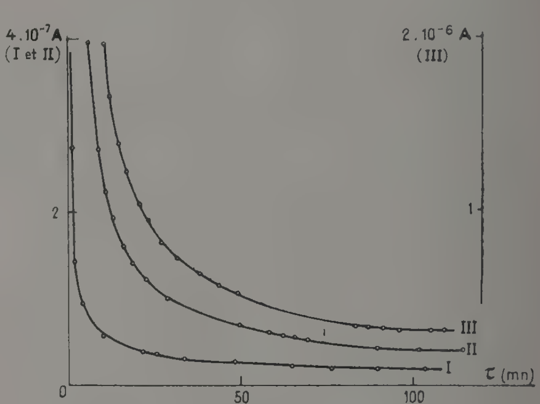


Fig. 1. — Variation du courant i (en ordonnée) en fonction du temps d'application τ (en abscisse) de la différence de potentiel V quand celle-ci est faible. Courbe I, $V = 0{,}2$ V, $i \rightarrow 10^{-8}$ A ; courbe II, $V = 0{,}4$ V, $i \rightarrow 2{,}2.10^{-8}$ A ; courbe III, $V = 0{,}8$ V, $i \rightarrow 7.10^{-8}$ A.

i_F étant la valeur finale du courant et K une constante pour une même hyperbole. La justification de la forme hyperbolique a été obtenue par la méthode de Rufener [2].

b) A mesure que la différence de potentiel appliquée devient de plus en plus grande, 1,1 ; 1,4 ; 1,7 ; 2 ; 3 ; 6 V, la décroissance du courant en fonction du temps s'effectue plutôt suivant une loi exponentielle. Quand la différence de potentiel $V = 1{,}7$ V, au bout d'une cinquantaine de minutes, on constate que l'aiguille du galvanomètre, dans lequel passe le courant, effectue, autour d'une position moyenne, des oscillations désordonnées. C'est en effet à partir de 1,7 V que commence l'électrolyse visible ; les fluctuations du courant sont dues au fait que des bulles de gaz se détachent des électrodes. Notons enfin que la valeur moyenne de l'intensité, durant le passage de la valeur initiale à la valeur finale, croît beaucoup avec la différence de potentiel V, passant de 5.10^{-8} A quand $V = 0{,}2$ V, à $2{,}5.10^{-5}$ A pour $V = 1{,}4$ V et à 5.10^{-3} A pour $V = 6$ V.

La décroissance du courant en fonction du temps s'explique par la formation progressive de la force contre-électromotrice et aussi, comme l'indiquera l'étude de la répartition des potentiels, par la concentration, autour de chaque électrode, de charges de signe contraire à celui de cette électrode.

2. ***Variations de la différence de potentiel résiduelle en fonction du temps.*** — A) Méthode de mesure. — On ne pouvait utiliser ni un instrument

de mesure électromagnétique, car le débit de la cuve polarisée dans l'appareil de mesure aurait affaibli beaucoup la différence de potentiel mesurée, ni un électromètre car, pendant le temps mis par le spot pour se fixer, la différence de potentiel résiduelle diminue beaucoup. Nous avons alors, pour chaque mesure, réalisé successivement les schémas I et II (*fig.* 2) utilisant la méthode de mesure électrostatique de faibles différences de potentiel qui a servi à nos mesures sur les liquides isolants [3].

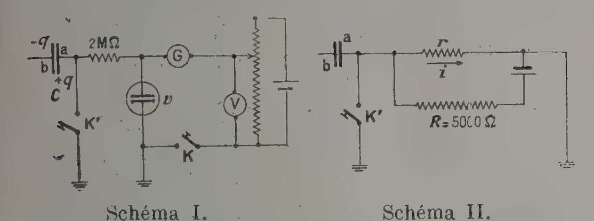


Schéma I. Schéma II.

Fig. 2. — Mesure de la différence de potentiel résiduelle ; la résistance du potentiomètre est négligeable devant celle de la cuve.

Schéma I. — L'interrupteur K étant abaissé, K' est ouvert. Peu à peu la différence de potentiel résiduelle v se développe entre les électrodes. L'armature a du condensateur de capacité C se charge d'électricité positive $+ q = Cv$, l'armature b, par influence, d'électricité négative $— q$, l'électricité positive correspondante étant rejetée sur la grille d'une première lampe thermoélectronique où elle est rapidement absorbée par les électrons que contient la lampe ; on appuie alors sur K', la résistance de 2 MΩ évitant la mise en court-circuit de la cuve, la charge $+ q$ va au sol, de ce fait $— q$, libérée, se porte en grande partie sur la grille de la première lampe à laquelle elle est reliée. L'apport de cette charge négative fait baisser le courant de plaque de cette première lampe. Une liaison résistance-capacité avec la grille d'entrée d'une deuxième lampe transmet le signal à cette dernière qui l'amplifie de nouveau ; l'aiguille du milliampèremètre, mis en service dans le circuit de plaque de cette deuxième lampe, accuse une déviation d. La mesure de d demande 2 à 3 s ; durant cette mesure, la différence de potentiel résiduelle v n'a pas eu pratiquement le temps de décroître.

Schéma II. — Les résistances $R = 5\ 000\ \Omega$ et r appartiennent à une même boîte de résistances. Quand un courant i circule dans r, on a $V_a = ri$; on règle r pour que, en abaissant K', on obtienne par rejet de $— q$ sur la grille d'entrée de la première lampe, de la part de l'aiguille du milliampèremètre du circuit de la deuxième lampe, la même déviation d que précédemment. Alors $V_a = v = ri = rE/(5\ 000 + r)$, d'où la différence v recherchée. La méthode a permis d'atteindre la précision de 0,01 V.

B) Résultats. — Les courbes de la figure 3 résument l'ensemble de nos résultats.

1° Si la différence de potentiel appliquée V est inférieure ou égale à 1,7 V, chaque courbe montre que la force contre-électromotrice ou différence de potentiel résiduelle v croît d'abord rapidement, puis que cette croissance s'atténue jusqu'à ce qu'une valeur limite soit atteinte.

2° Pour une différence de potentiel V supérieure à 1,7 V, dès le début de l'application de la différence de potentiel la différence de potentiel résiduelle croît rapidement, passe par un maximum, *atteignant pour toutes les courbes* 1,70 V, puis décroît lentement jusqu'à

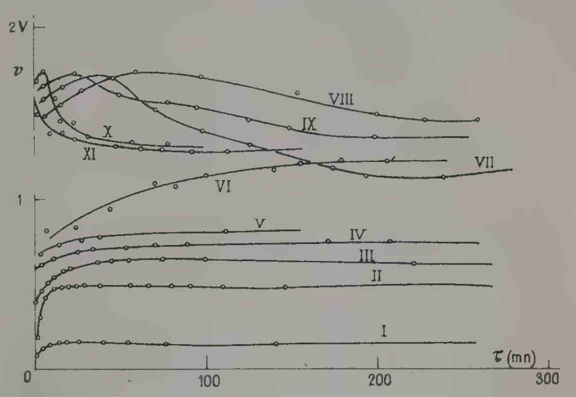


Fig. 3. — Variation de la différence de potentiel résiduelle v (en ordonnée) en fonction du temps τ (en abscisse). Courbe I, $V = 0{,}2$ V, $v \to 0{,}172$ V ; courbe II, $V = 0{,}5$ V, $v \to 0{,}443$ V ; courbe III, $V = 0{,}8$ V, $v \to 0{,}630$ V ; courbe IV, $V = 1{,}1$ V, $v \to 0{,}860$ V ; courbe V, $V = 1{,}4$ V, $v \to 1{,}15$ V ; courbe VI, $V = 1{,}7$ V ; courbe VII, $V = 2$ V, $v \to 1{,}35$ V ; courbe VIII, $V = 2{,}3$ V, $v \to 1{,}37$ V ; courbe IX, $V = 3$ V, $v \to 1{,}33$ V ; courbe X, $V = 6$ V, $v \to 1{,}33$ V ; courbe XI, $V = 9$ V, $v \to 1{,}33$ V.

une valeur limite, la même en tous les cas, soit 1,33 V ; quand $V = 2$ V, la courbe atteint un minimum vers 1,15 avant que la valeur limite 1,33 V soit réalisée. A mesure que V croît, le maximum est atteint en des intervalles de temps de plus en plus faibles ; quand $V = 9$ V, il s'accomplit si rapidement qu'on ne peut le déceler sur la courbe qui manifeste seulement une décroissance.

C) Interprétation. — *a*) Pour des différences de potentiel $V < 1{,}7$ V, les courbes ont l'allure de courbes de diffusion ; les gaz produits par les réactions secondaires de l'électrolyse, formés alors en petite quantité, diffusent lentement dans le métal des électrodes, produisant progressivement la force contre-électromotrice.

b) Dans le cas où V est supérieur à 1,70 V, l'obtention du maximum, le même pour toutes les courbes, correspondant à une valeur de 1,70 V, est aisée à interpréter. En effet, Le Blanc (1) a signalé, lors de son étude sur les piles à gaz, que, lorsque les électrodes sont sursaturées d'hydrogène et d'oxygène, la pile à hydrogène et oxygène atteint une force électromotrice de 1,67 V. On peut donc penser que, dès le début de l'application de la différence de potentiel, le champ n'étant pas encore amoindri par la polarisation des électrodes et la fonction des charges autour des électrodes, et le courant étant ainsi relativement intense,

(1) Le Blanc, *Zeits. phys. Chemie*, 1893. Les résultats de Le Blanc sont exposés en détail dans la Thèse de Rothé, p. 46 à 48.

les électrodes se sursaturent assez rapidement. Puis le champ diminue à cause de la formation de la force contre-électromotrice et de la concentration des charges autour des électrodes; alors les électrodes, sursaturées, diffusent dans le liquide une partie des gaz qu'elles contiennent, pour réaliser un état d'équilibre auquel correspond la valeur limite 1,33 V.

c) Dans le cas où $V = 2$ V, nous avons obtenu un minimum correspondant à 1,15 V avant la réalisation de la valeur limite 1,33 V. Le Blanc signale, dans son étude sur les piles à gaz, que 1,07 V est la force électromotrice d'une pile à hydrogène et oxygène, la cathode étant saturée d'hydrogène tandis que l'anode n'est pas saturée d'oxygène ; on peut penser que la valeur du minimum que nous avons trouvée correspond à ce cas.

3. ***Part contributive de chaque électrode.*** — La force électromotrice de la cuve polarisée ayant atteint la valeur limite 1,33 V, nous avons mesuré la part contributive de la cathode et de l'anode et trouvé :

cathode, — 0,45 V ; anode, 0,88 V ;

par suite, l'anode intervient pour les 2/3 dans la constitution de la force électromotrice limite de polarisation. Des mesures analogues ont été réalisées au moment de la saturation ; il a été trouvé :

anode, 1 V ; cathode, — 0,7 V.

Nous avons étudié également la dépolarisation respective des électrodes du fait de la diffusion. La limite 1,33 V étant atteinte, on laisse les électrodes à elles-mêmes ; la force électromotrice de la cathode disparaît en 2 ou 3 mn, tandis que l'oxygène diffuse très lentement ; la force électromotrice, due à l'anode polarisée, soit 0,88 V, atteint 0,70 au bout de 7 mn, 0,50 en 57 mn, 0,30 en 220 mn.

4. ***Répartition des potentiels.*** — Entre les deux fils de platine qui constituent les électrodes, six fils de platine sont disposés à égale distance les uns des autres, soutenus par la même lame de plexiglas. Lorsqu'on veut, le courant passant dans la cuve, le potentiel en un point où se trouve l'un des fils, on met ce dernier en liaison avec un électromètre sensible à 0,1 V.

Les courbes obtenues (*fig.* 4, 5, 6, 7) s'expliquent par la formation progressive des forces contre-électromotrices (*fig.* 3) et la concentration, auprès de chaque électrode, de particules de signe contraire à celui de cette électrode. Lorsque la différence de potentiel appliquée est faible, les courbes montrent bien l'existence d'une dyssymétrie dans la polarisation des électrodes, c'est aussi en ce cas, que les particules, auprès de chaque électrode, sont les plus nombreuses. Dans le cas d'une différence de potentiel $V = 2$ V (*fig.* 7), la courbe II, obtenue après 55 mn de passage du courant, correspond à la sursaturation et la courbe définitive III au phénomène limite.

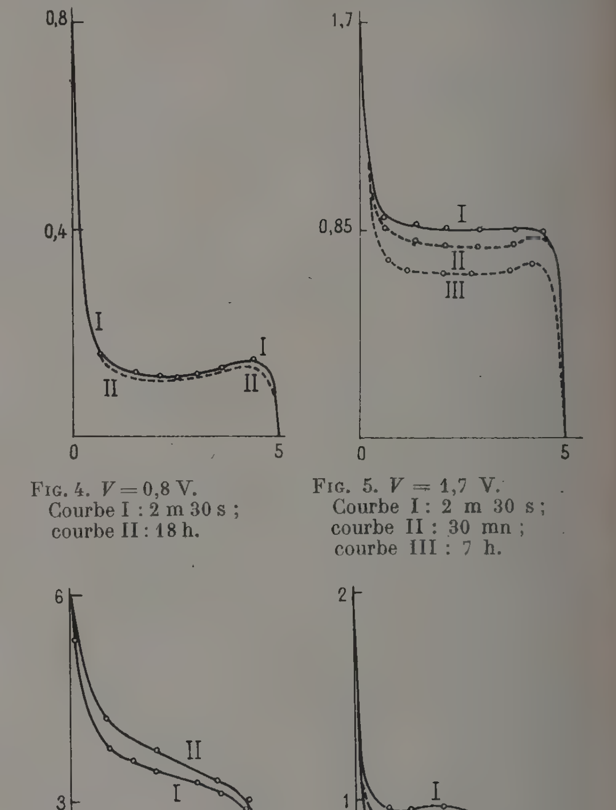


Fig. 4. $V = 0,8$ V.
Courbe I : 2 m 30 s ;
courbe II : 18 h.

Fig. 5. $V = 1,7$ V.
Courbe I : 2 m 30 s ;
courbe II : 30 mn ;
courbe III : 7 h.

Fig. 6. $V = 6$ V.
Courbe I : 2 mn ;
courbe II : 20 mn.

Fig. 7. $V = 2$ V.
Courbe I : 5 mn ;
courbe II : 55 mn ;
courbe III : 18 h.

Fig. 4 à 7. — Répartition des potentiels (en ordonnée) ; en abscisse, distance (en cm) de la prise de potentiel à l'électrode au potentiel V.

5. ***Conclusions.*** — *a*) Les courbes $i = f(\tau)$, quand la différence de potentiel appliquée est faible, rappellent celles que fournit l'étude des liquides isolants (hyperboles) quand le champ n'est pas trop élevé.

b) Les courbes $v = g(\tau)$, que nous avons pu tracer grâce à notre méthode de mesure de faibles différences du potentiel, s'interprètent par les phénomènes de diffusion et les résultats concernant les piles à gaz : le maximum 1,7 V correspond à des électrodes sursaturées, le minimum 1,15 V est celui d'une pile à gaz quand l'anode n'est pas saturée d'oxygène ; peut-être la valeur limite 1,33 V est-elle due au cas où l'anode atteint la saturation.

c) La répartition des potentiels montre bien la formation progressive des forces contre-électromotrices et le groupement auprès de chaque électrode de particules de signe contraire à celui de cette électrode.

[1] Rothé (E.), *J. Physique* [4], 1904, **3**, 661.
[2] Rufener, Mise en équation de résultats d'expérience, éd. Dunod, Paris.
[3] Guizonnier (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 994.

2. — Théorie de Jaffé de l'ionisation en colonnes. Application à des mesures de conductibilité de l'éther de pétrole irradié par des rayons γ ;

par M. R. Gibaud.

Introduction. — Jaffé, en 1903, en étudiant la conductibilité de l'éther de pétrole irradié par du bromure de radium, s'était heurté au problème suivant : Pourquoi était-il très difficile, sinon impossible, d'atteindre une saturation analogue à celle que l'on observe pour les gaz ? Il avait donné, à ce moment, la relation expérimentale $i = f(e) + Ce$, où i était le courant mesuré, e le champ et $f(e)$ une fonction tendant vers une limite supérieure, si e devenait assez grand.

Après avoir multiplié les expériences, Jaffé en 1913 [1] a repris une idée de Langevin et l'a développée mathématiquement. Sa théorie, dite de l'ionisation en colonnes, a toujours été considérée comme valable [2].

Nous allons essayer d'en dégager les idées maîtresses et de voir dans quelle mesure elle s'accorde avec nos propres résultats expérimentaux.

Base de la théorie de l'ionisation en colonnes. — Au lieu de supposer que l'ionisation forme n ions/cm^3 dans le sein du liquide, on fait l'hypothèse qu'il y a N ions créés par centimètre le long de la trajectoire de la particule ionisante. Donc au départ, concentration localement très élevée en ions des deux signes. En raison des mobilités moins grandes dans les liquides que dans les gaz, les ions d'une même colonne vont se recombiner beaucoup plus rapidement.

Quelles sont les causes qui vont s'opposer à cette recombinaison ? Ce sont : la diffusion, un champ électrique éventuel.

Jaffé développe donc le calcul en supposant d'abord que seule intervient la diffusion et obtient alors la loi de répartition des ions dans une colonne en fonction du temps et du rayon r de la colonne.

Il fait alors l'hypothèse simplificatrice que si la diffusion élargit peu à peu les colonnes, la recombinaison entre ions d'une même colonne n'intervient que pour diminuer le nombre d'ions présents à chaque instant, mais ne modifie pas la forme de la loi de l'élargissement de la colonne.

On peut donc se représenter des colonnes grossissant lentement mais dont la densité ionique diminue très vite au cours du temps.

Au bout d'un certain temps, toutes ces colonnes arrivent à se rencontrer et la répartition devient à peu près homogène. On est alors ramené au cas classique d'une ionisation homogène, mais le nombre d'ions est alors beaucoup plus petit que le nombre d'ions initial. Ce nombre constitue le nombre d'ions échappés à la recombinaison en colonnes et représente ce que Jaffé appelle la « perte de diffusion ».

Influence d'un champ électrique. — On conçoit dès lors que si on applique un champ x faible (de l'ordre de 1 kV/cm en pratique) ce champ suffira pour collecter très rapidement vers les électrodes tous les ions échappés à la recombinaison en colonne et on mesurera la « perte de diffusion ».

C'est la partie $f(e)$ du courant ou partie saturable.

En effet, si on force le champ que va-t-il se passer ? On peut admettre, quitte à y revenir, que l'action du champ sera, en gros, d'aider la diffusion à troubler la recombinaison et, par conséquent, de faire échapper, en nombre d'autant plus grand que le champ sera plus fort, des ions nouveaux à la recombinaison. C'est la partie Ce dite « ohmique » du courant dans l'expression donnée au début par Jaffé.

Voyons maintenant les choses de plus près.

Deux cas extrêmes se présentent.

a) *Le champ est parallèle aux colonnes.* — A ce moment le champ accroîtra fort peu le pourcentage d'ions échappés. En effet, avant que la séparation en ions des deux signes soit complète, ceux-ci auront eu un très grand nombre de chances de se recombiner, puisqu'ils voyagent dans l'axe même de la colonne. Ce cas ne présente pas une grosse différence avec l'absence de champ et la solution à laquelle arrive Jaffé présente de grandes analogies avec celle obtenue en l'absence de champ.

b) *Le champ est normal aux colonnes.* — A peine formés les ions sont séparés les uns des autres et le calcul montre que l'on peut alors considérer que la colonne initiale se scinde très vite en deux colonnes s'éloignant rapidement l'une de l'autre ($v = 2ux$) et s'élargissant chacune par diffusion.

Le nombre d'ions présents au temps t s'écrit alors (pour un champ x donné)

$$N(x, t) = N_0 \Big/ \left[1 + \frac{\alpha N_0}{2\pi} \int_0^t \frac{\exp\left(-\frac{2u^2 x^2 t^2}{4Dt + b^2}\right)}{4Dt + b^2} \, dt \right] \quad (1)$$

et on montre que si $t \to \infty$ (et en pratique au bout d'un temps t assez court) cette expression tend vers une limite dépendant seulement de x. Autrement dit, le champ, séparant les ions des deux signes, crée un état stationnaire dans le temps.

Ces ions sont alors collectés vers les électrodes sans que puisse intervenir la recombinaison générale envisagée tout à l'heure. En effet, un champ assez fort pour troubler la recombinaison en colonne, empêche à fortiori toute recombinaison entre ions de colonnes différentes.

L'expression écrite plus haut peut se présenter sous la forme

$$N(t_\infty, x) = \frac{N_0}{1 + F(x)} \quad (2)$$

pour un intervalle de temps 0-t très grand, expression dans laquelle $F(x)$ s'écrit

$$F(x) = \frac{\alpha N_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{2u^2 x^2 t^2}{4Dt + b^2}\right)}{4Dt + b^2} \, dt. \quad (3)$$

En développant le calcul, on voit que, si on

appelle $S(x)$ une fonction qui tend vers l'unité lorsque x devient infiniment grand, $F(x)$ peut s'écrire

$$F(x) = \frac{AS(x)}{x};$$

ce qui revient à dire que $F(x)$ tend alors vers zéro lorsque x devient très grand.

Donc, si on fait croître suffisamment le champ, non seulement la recombinaison générale mais encore la recombinaison en colonne n'interviennent pas. On recueille alors sur les plaques, à chaque instant, la totalité des ions créés.

c) *Le champ et les colonnes font un angle* φ. — Jaffé a montré que, dès que φ prend une valeur notable, les résultats, obtenus précédemment lorsque le champ est normal aux colonnes, restent à peu près valables en remplaçant x par $x \sin \varphi$.

Comparaison entre l'expression (2) et la courbe expérimentale. — Si on revient à l'expression

$$\mathrm{N}(t_\infty, x) = \frac{\mathrm{N}_0}{1 + A\dfrac{S(x)}{x}}$$

on peut, en y regardant de plus près, voir que

si x est petit on a une fonction $\mathrm{N}(x)$ qui croît assez vite avec x (partie saturable du courant), 1 étant négligeable devant $AS(x)/x$;

si x est devenu assez grand, 1 reste négligeable devant le terme voisin mais $S(x)$ varie plus lentement avec x, au point que $\mathrm{N}(t_\infty, x)$ est alors à peu près linéaire par rapport à x et c'est ce que Jaffé avait obtenu, faute d'un champ suffisamment intense.

Au fur et à mesure que x croît, 1 prend de l'importance et finit par devenir prépondérant devant $AS(x)/x$, $\mathrm{N}(t_\infty, x)$ devient alors égal à N_0 à peu de chose près. On atteint alors la saturation. Jaffé indique que, pour les rayons α, il faudrait alors un champ de l'ordre de 10^9 V.

Rôle de la nature du corpuscule ionisant. — La trajectoire de ce corpuscule a une grosse importance.

Un rayonnement α, relativement lourd, se propage en ligne droite et c'est pour de tels corpuscules que la théorie doit s'appliquer au mieux.

Un rayonnement β présente déjà une trajectoire assez contournée dans un milieu aussi dense.

Quant aux rayons γ, l'agent ionisant n'est pas le photon lui-même directement, mais le photoélectron éjecté à grande vitesse sur le parcours du photon. A ce moment on ne peut plus guère parler d'angle fait par les colonnes avec le champ car les photoélectrons sont éjectés dans toutes les directions et on observe alors un effet statistique. Jaffé indique : « On doit se rapprocher de la valeur $\sin \varphi = \sqrt{2}/2$ pour les rayons γ, valeur qui devrait être acceptée en première approximation si toutes les directions étaient également empruntées par les rayons. » En fait, il est logique d'admettre que, dès que l'angle fait par la colonne et le champ est de quelques degrés, l'effet séparateur du champ intervient et le calcul fait dans le cas du champ normal aux colonnes peut s'appliquer en remplaçant, nous l'avons déjà dit, x par $x \sin \varphi$.

Nous avons donc tenté d'appliquer la théorie de Jaffé à nos mesures. Bien d'autres auteurs l'ont déjà fait avant nous et le dernier en date (1943) semble être Pao Chia-Shan [3].

Confrontation de la théorie de Jaffé avec nos mesures. — Rappelons que nous appelons I_F le courant stationnaire observé au bout d'un temps suffisant lorsqu'on applique une tension V entre les plaques, I_{FR} le courant mesuré si on soumet, avec la même différence de potentiel, le liquide à l'irradiation d'une quantité R de radium.

On pose $\Delta I_F = I_{FR} - I_F$ comme part contributive de l'ionisation due au radium dans le courant total.

On voit que la formule écrite plus haut peut s'inverser et devient

$$\frac{1}{\mathrm{N}(t_\infty, x)} = \frac{1}{\mathrm{N}_0}\left[\frac{AS(x)}{x} + 1\right],$$

où $1/\mathrm{N}(t_\infty, x)$ devient linéaire par rapport à $1/x$, si x est assez grand puisque $S(x) \to 1$.

Il suffit donc de porter $1/\Delta I_F$ en fonction de $1/x$ pour vérifier si la courbe obtenue tend à devenir linéaire lorsque $1/x \to 0$. De plus en extrapolant à $1/x = 0$ on obtient la valeur $1/\Delta I_{F\infty}$ correspondant au courant de saturation.

Nous avons vu [4] que l'on obtenait, en portant ΔI_F

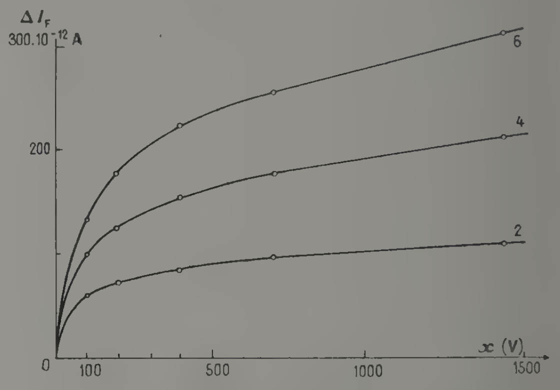


Fig. 1. — Éther de pétrole ; $d = 8$ mm.
Les courbes sont désignées par la quantité de radium en mg.

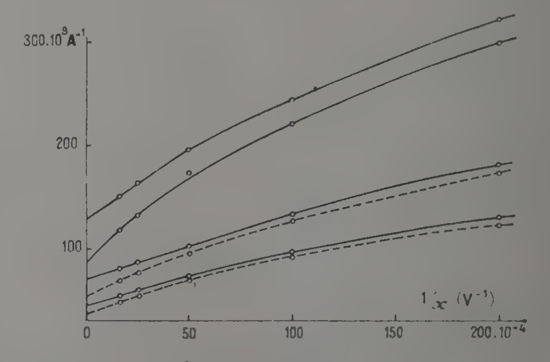


Fig. 2. — Éther de pétrole ; $d = 2$ mm.
En traits pleins, $1/\Delta I_F$; en traits interrompus, $1/I_{FR}$.

en fonction du potentiel appliqué, des courbes analogues à celles de Jaffé. Il est bien difficile de dire si elles tendent ou non vers un palier de saturation. Une loi de forme $\Delta I_F = f(x) + Ax$ serait tout à fait applicable (*fig.* 1).

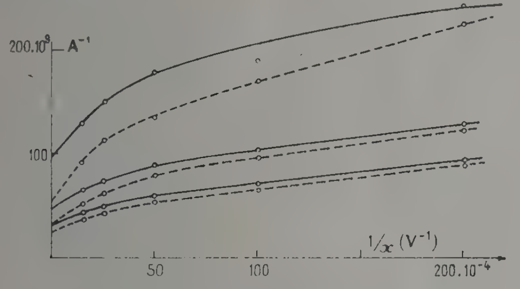


Fig. 3. — Éther de pétrole ; $d = 5$ mm.
En traits pleins, $1/\Delta I_F$; en traits interrompus, $1/I_{FR}$.

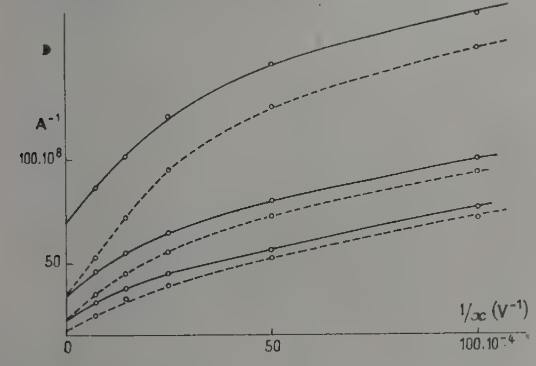


Fig. 4. — Éther de pétrole ; $d = 8$ mm.
En traits pleins, $1/\Delta I_F$; en traits interrompus, $1/I_{FR}$.

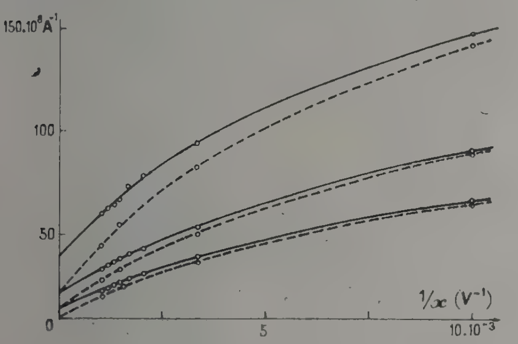


Fig. 5. — Éther de pétrole ; $d = 11$ mm.
En traits pleins, $1/\Delta I_F$; en traits interrompus, $1/I_{FR}$.

Les courbes des figures 2 à 5 représentent les variations de $1/I_{FR}$ et $1/\Delta I_F$ en fonction de $1/x$ pour des distances variables entre plaques (2, 5, 8, 11 mm) et pour les trois quantités (2, 4, 6 mg) de radium dont nous disposons.

Il y a, semble-t-il, une tendance à la linéarité lorsque $1/x \to 0$. Nous avons, en tous cas, prolongé régulièrement ces courbes jusqu'à rencontrer l'axe des ordonnées. En prenant les inverses des nombres obtenus, nous trouvons les valeurs de $I_{FR\infty}$ et ΔI_∞ pour les écartements et les irradiations mentionnés plus haut, en entendant signifier par la notation ∞ qu'il s'agit de valeur pour un champ extrapolé à l'infini.

On peut alors porter ces valeurs en fonction de la quantité R de radium. C'est ce que représente la figure 6.

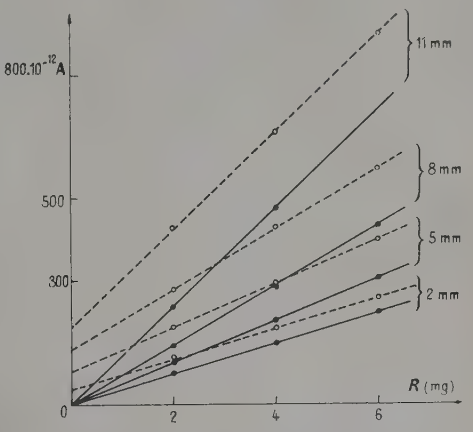


Fig. 6. — En traits pleins, ΔI_∞ ;
en traits interrompus, $I_{FR\infty}$.

On constate que :

1° ΔI_∞ est proportionnel à R ce qui peut s'écrire $\Delta I_\infty = kR$. Ce résultat est normal et semble bien prouver que tous les ions formés sont collectés vers les électrodes sans possibilité de recombinaison. En fait un examen attentif montre que ce n'est pas une preuve absolue, puisque, si on se réfère à notre précédente communication, nous avons déjà cette proportionnalité lorsque le champ atteignait seulement 1 500 V/cm, champ bien incapable pourtant d'apporter la saturation (*fig.* 7).

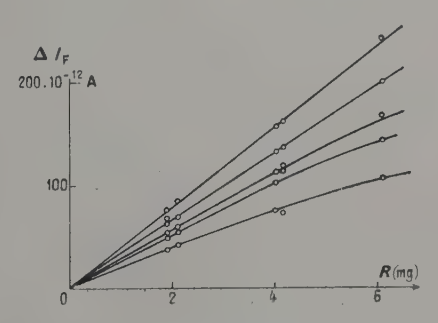


Fig. 7. — Éther de pétrole ; $d = 5$ mm.

A la lumière de ce qui précède, cette anomalie peut s'expliquer.

Si le champ est faible on ne collecte qu'une fraction croissant avec le champ des ions « échappés » (en utilisant la notation de Jaffé). On ne s'attaque pas aux colonnes elles-mêmes et il ne peut alors y avoir proportionnalité entre le courant mesuré et l'irradiation.

Dès que le champ est suffisant pour troubler la recombinaison en colonnes, on peut supposer qu'il collectera en moyenne le même nombre d'ions dans

chaque colonne et, comme il y a autant de colonnes que de photons absorbés, le courant mesuré sera alors proportionnel à l'irradiation. Au fur et à mesure que le champ croît, le nombre d'ions collectés dans chaque colonne tend de plus en plus à se rapprocher du nombre total d'ions formés et ΔI tend vers ΔI_∞.

2° La courbe représentant $I_{FR\infty}$ est partout parallèle à celle représentant ΔI_∞ correspondant. On peut donc écrire $I_{FR\infty} = \Delta I_\infty + A$. Ce terme A est évidemment la limite $I_{F\infty}$ du courant I_F, c'est-à-dire la valeur de saturation du courant normal de l'éther de pétrole non irradié, nouvelle preuve de la légitimité de poser

$$I_{FR} = I_F + \Delta I_F.$$

En comparant les valeurs de I_F pour $d = 2$ mm, 5 mm, 8 mm et 11 mm, on a

$$\frac{35.10^{-12}}{0{,}2} \simeq \frac{85.10^{-12}}{0{,}5} \simeq \frac{140.10^{-12}}{0{,}8} \simeq \frac{190.10^{-12}}{1{,}1}$$

ou

$$175.10^{-12} \simeq 170.10^{-12} \simeq 175.10^{-12} \simeq 172.10^{-12},$$

c'est-à-dire $I_{F\infty} \simeq 173.10^{-12}\, d$, où d est en centimètres et I_F en ampères.

Cette loi est à rapprocher de celle observée pour les gaz ionisés où le courant de saturation est proportionnel à la distance entre les électrodes.

De plus, si on suppose que $I_{F\infty}$ est proportionnel à la surface des électrodes, on peut calculer un courant par centimètre carré de surface $I_{F\infty}/S$ et calculer, par conséquent, le courant par unité de volume $I_{F\infty}/Sd$, c'est-à-dire en définitive le nombre de charges par centimètre cube et par seconde, soit

$$q = \frac{173.10^{-12}}{30} \simeq 6.10^{-12}\ \text{C cm}^{-3}\ \text{s}^{-1}.$$

Conclusion. — La théorie de Jaffé permet donc d'expliquer de façon convenable l'allure des courbes expérimentales et, en particulier, l'extrapolation faite semble légitimée par les résultats assez réguliers obtenus.

[1] Jaffé (G.), *J. Physique*, 1906, **5**, 263 ; *Ann. Physik*, 1913, **42**, 303.
[2] Experimental nuclear physics, éd. Segré, **1**, 13.
[3] Pao Chia-Shan, *Phys. Rev.*, 1943, **64**, 60 et 74.
[4] Gibaud (R.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 60 S.

SECTION SUD-EST
(*Grenoble*)

SÉANCE DU 20 FÉVRIER 1957

1. — Reptation ferromagnétique ;

par M. Nguyen Van Dang,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

La reptation ou déplacement des cycles d'hystérésis dyssymétriques décrits entre deux limites différentes e champ H_a et H_b a été mise en évidence pour la première fois par Ewing en 1885 [1], puis retrouvée par Bouasse [2]. Plus récemment L. Lliboutry et J. C. Barbier ont observé et étudié certains aspects de ce phénomène [3], [4].

Nous avons entrepris l'étude systématique de la reptation, plus spécialement pour des cycles décrits entre les limites de champ $H = 0$ et $H = H_m$. Le phénomène semble général pour toutes les substances ferromagnétiques et nous l'avons étudié sur des substances très variées des plus douces magnétiquement aux plus dures : anhyster D, acier, ferro-cobalt, nickel en poudre fritté, ferrite de cobalt, etc. Son amplitude est importante, puisque pour des cycles décrits entre les valeurs de champ $H = 0$ et $H = H_c$, l'augmentation de l'aimantation est de l'ordre de 20 % au bout de 50 cycles.

En fonction du nombre de cycles décrits, pour des limites de champ fixées, la variation d'aimantation est proportionnelle à $(\log n)^a$, a étant un coefficient compris entre 0,5 et 1 (*fig.* 1).

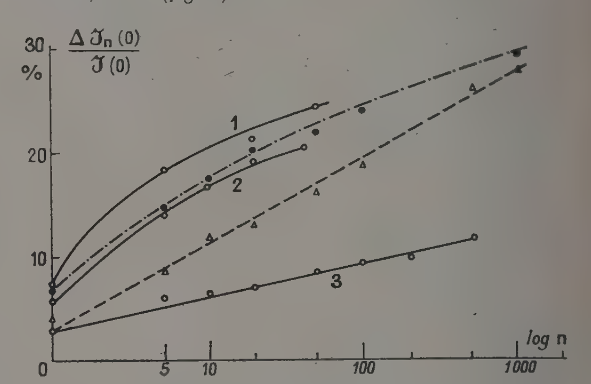


Fig. 1. — Reptation de l'aimantation rémanente en fonction du nombre de cycles dyssymétriques décrits : courbe 1, nickel fritté ; courbe 2, acier doux (Lliboutry) ; courbe 3, anhyster D ; —·—·—· ferro-cobalt ; — — — — fil d'acier.

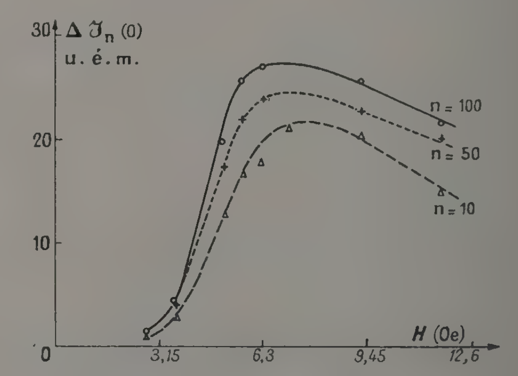


Fig. 2. — Reptation d'un anhyster D ($H_c = 5{,}6$ Oe) en fonction de l'amplitude de dyssymétrie.

Pour un nombre de cycles donné, l'amplitude de déplacement du cycle est fonction de la dyssymétrie du champ. Par exemple pour les cycles décrits entre $H = 0$ et $H = H_m$, l'augmentation de la rémanente est

d'abord lente pour les valeurs de H_m faibles (domaine de Rayleigh), ensuite plus rapide ; elle passe par un maximum pour H_m de l'ordre du champ coercitif H_c et décroît ensuite lentement pour des champs de plus en plus intenses (*fig.* 2).

[1] Ewing (J. A.), *Phil. Trans.*, 1885, **176**, 569.
[2] Bouasse et Berthier, *Ann. Chim. Phys.*, 1907, **8**, 10 et 199.
[3] Barbier (J. C.), Thèse, Grenoble, 1953 ; *Ann. Physique*, 1954, **9**, 84.
[4] Lliboutry (L.), Thèse, Grenoble, 1950 ; *Ann. Physique*, 1951, **6**, 731.

2. — Appareillage de désaimantation adiabatique ;

par M. M. Renard.

Depuis une trentaine d'années, les méthodes de refroidissement magnétiques ont permis d'atteindre des températures de plus en plus basses. Il suffira de citer l'orientation nucléaire, la détermination du libre parcours des phonons, celle du couplage paramagnétique et des phénomènes collectifs qui lui sont liés pour évoquer tout l'intérêt de cette méthode.

Le principe en est simple : la dégénérescence d'ordre 2j + 1 d'un ion paramagnétique va être levée par application d'un champ. Si $\beta H / kT \gg 1$, un seul niveau va être occupé. Pour chaque atome la probabilité d'état sera divisée par 2j + 1. La variation d'entropie par molécule-gramme sera, dans un champ fort,

$$\Delta S = - R \operatorname{Log} (2j + 1).$$

S sera une fonction décroissante de H, comme le montrent les courbes $S(T)$ pour $H = 0$ et $H = 10\,000$ Oe (*fig.* 1).

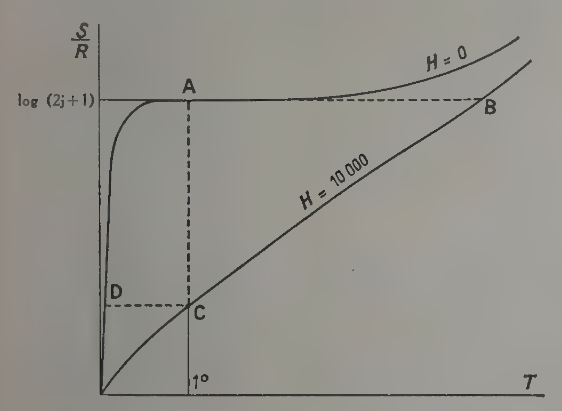


Fig. 1.

Partant de A, par application de H, le point représentatif arrive en B, puis par échanges thermiques avec un bain d'hélium à 1 °K, décrit BC. Si H est supprimé adiabatiquement, le système arrive en D.

Les mesures de la température exigent la connaissance de la susceptibilité du sel, donnée ici par l'intermédiaire d'un pont dont la partie variable est une mutuelle de 10 000 µH, réglable de 10 en 10 µH, et de façon continue à 0,5 µH. La précision de ces mesures oblige à éloigner l'appareil de l'entrefer.

Pour cela on a monté le vase de Dewar sur un système pivotant autour d'un axe vertical. Les deux pompes étant fixes les canalisations de vide sont reliées à leurs parties mobiles par des joints toriques centrés sur l'axe (installation faite par MM. Weil et Lacaze).

Le pompage sur l'hélium est assuré par une pompe de débit 150 m³/h. La conduite de vide passe par un système étudié pour absorber les vibrations. Grâce aux précautions prises, le débit d'énergie arrivant sur le sel par vibrations, conduction, rayonnement, ... est de 3 ergs/s, correspondant par exemple à une élévation de température de 0,35° à 0,36° en 15 mn, pour un échantillon de 6 g d'alun de chrome et de potassium.

Enfin le champ magnétique créé dans un entrefer de 9 cm est de 10 000 Oe. Des essais sont en cours pour diminuer le volume du champ et atteindre ainsi 18 000 Oe.

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 11 MAI 1957

Cette séance a eu lieu à Stambach. Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) **1. — Spectres d'exciton des cristaux ioniques ;**

par M. S. Nikitine,

Laboratoire de Spectroscopie et d'Optique du corps solide, Institut de Physique de Strasbourg.

La théorie du spectre d'absorption fondamentale des cristaux ioniques prévoit qu'aux très basses températures ces spectres doivent se composer d'un spectre continu, présentant une limite franche du côté des grandes longueurs d'onde, et d'un spectre de raies de plus grandes longueurs d'onde formant une série convergeant vers la limite du spectre continu. Le spectre continu correspond à l'effet photoélectrique interne, la série de raies à la formation d'excitons.

Les corps suivants ont été étudiés : Cu_2O, HgI_2, PbI_2, CuCl, CuBr, CuI, TlCl, TlBr, TlI, CdS, CdI_2, AgI, etc. Cette étude a permis d'établir les résultats suivants.

1. La plupart des cristaux ioniques étudiés présentent, en plus d'un spectre continu, des spectres de raies qui quelquefois forment des séries convergentes. Dans certains cas les séries ont un caractère hydrogénoïde ; mais dans d'autres cas les spectres se composent de quelques raies seulement ou de raies isolées.

2. Les raies sont assez fines. Dans certains cas elles sont très fines leur demi-largeur étant de l'ordre de 1 Å. Le coefficient d'absorption maximum est de l'ordre de 10^6 cm^{-1} et l'intensité d'oscillateur est de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-4}. Le coefficient d'absorption dans le spectre continu est généralement plus élevé, du moins dans les cristaux relativement épais.

3. La fréquence des raies est toujours bien définie et reproductible. Mais les intensités relatives de certaines

raies sont souvent très variables. Il semble plausible d'admettre que l'intensité de ces raies est très sensible au nombre de dislocations dans le cristal. Nous avons suggéré de les appeler *raies sensibles*.

4. Dans les cristaux anisotropes les spectres de raies présentent un dichroïsme prononcé ou même total.

5. Quand on fait décroître progressivement l'épaisseur des lames minces étudiées, on constate que le spectre continu et les raies excitoniques disparaissent progressivement. L'absorption se concentre, aux faibles épaisseurs, dans quelques raies assez fines et très intenses qui remplacent le spectre continu. Nous avons suggéré de les appeler *raies ultimes*.

L'interprétation de ces raies est délicate. Deux interprétations contradictoires sont possibles :

a) La structure du spectre continu est impossible à étudier dans des cristaux épais à cause de leur trop grande absorption. Il est donc possible que la loi de Lambert s'applique aux cristaux et que les raies ultimes ne soient pas observées dans des cristaux épais à cause de l'absorption entre ces raies qui rend le cristal complètement opaque. Notons que cette possibilité est contraire à la théorie des bandes.

b) Dans le cas opposé, on peut admettre que la loi de Lambert n'est pas vérifiée aux faibles épaisseurs. Dans ce cas les raies ultimes seraient une propriété des lames très minces et probablement en connection avec des transitions vers des états de surface. En effet, le diamètre d'une orbite excitonique est $D \simeq \varepsilon k^2$ (Å). Si $\varepsilon \simeq 10$, on voit que, dès que k est supérieur à 3 ou 4, les dimensions de l'orbite deviennent comparables à celles du cristal ; on comprend alors que l'influence de la surface doit se faire sentir à partir de dimensions de l'ordre de 800 à 1 000 Å. Il semble donc que l'étude des raies ultimes soit susceptible de présenter un grand intérêt.

6. Les spectres de réflexion des cristaux sont très caractéristiques. Aux basses températures on observe des rayons restants au voisinage du maximum des raies ultimes et un minimum quasi nul de réflexion décalé de quelques angströms seulement vers les courtes longueurs d'onde. Nous avons suggéré d'appeler ces minima de réflexion, *rayons manquants*, par contraste avec les rayons restants.

7. Nous avons observé également une luminescence très intense aux basses températures. Cette luminescence est composée de raies et de bandes qui ont une relation évidente avec les spectres excitoniques.

Ces résultats concernent uniquement les travaux exécutés dans mon laboratoire en collaboration avec MM. Perny, Sieskind et Reiss. Pour la bibliographie voir nos publications antérieures.

2. — Construction de courbes déphasage-énergie pour un choc nucléon-nucléon dans le domaine non relativiste ;

par M. W. Paskievici,
Institut de Physique de la Faculté des Sciences de Strasbourg.

L'étude des chocs nucléon-nucléon constitue, avec celle de l'état lié du deutéron, une des principales sources de renseignements sur les forces nucléaires. Mais si la théorie de ces chocs est bien connue, sa mise en œuvre se heurte à des difficultés pratiques non négligeables. C'est pour essayer de surmonter ces difficultés qu'on a mis au point un procédé graphique rapide et simple de détermination des déphasages. Ces déphasages seront ensuite utilisés pour le calcul théorique des sections efficaces différentielles et totales, à basse énergie, c'est-à-dire jusqu'à quelques dizaines de mégaélectronvolts.

La méthode graphique, dont le principe a été déjà exposé [1], a été généralisée et peut actuellement s'appliquer à tout potentiel central $V(r)$ susceptible de représenter approximativement l'interaction nucléaire.

L'intérêt de cette méthode est de permettre un essai rapide de toute fonction $V(r)$, qu'elle soit donnée par une expression analytique ou seulement par des valeurs numériques. En plus, comme le déphasage est obtenu à l'issue d'une construction point par point de la fonction d'onde, cette dernière se trouve également déterminée. Comme exemples d'application de la méthode graphique, on a considéré la variation du déphasage avec l'énergie pour le choc neutron-proton, en prenant un puits de potentiel de Yukawa :

$$V(r) = V_0\, br^{-1}\, e^{-r/b},$$

où

$$V_0 = -52{,}3 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad b = 1{,}38.10^{-13} \text{ cm [2]}.$$

Pour l'onde S (l = 0) on a pris des énergies incidentes E égales à 2, 6, 10, 15, 20, 25, 30 et 40 MeV, tandis que pour l'onde P (l = 1) on a pris E égale à 10 15, 20, 25, 30, 40 MeV.

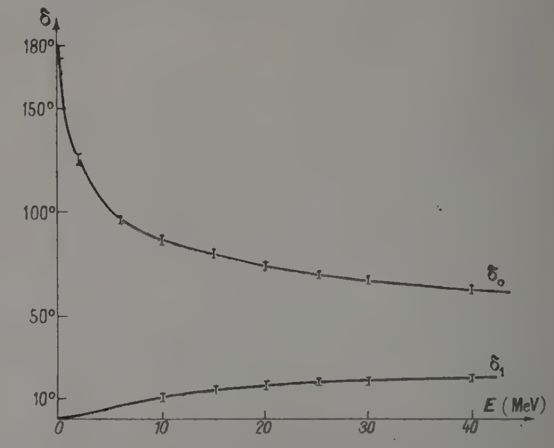


Fig. 1. — Courbes déphasage-énergie pour δ_0 et δ_1 (potentiel de Yukawa).

Les résultats sont indiqués dans la figure 1. L'erreur de la méthode graphique est inférieure à 3 %. Les détails complets de cette méthode seront publiés ultérieurement.

[1] Paskievici (W.) et Pluvinage (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2550.
[2] Frisch (O. R.), *Progress in nuclear Physics*, 1952, **2**,102.

3. — Recherches effectuées, sous la direction de M. Comolet, dans les laboratoires de mécanique de l'École Nationale Supérieure d'Électricité et de Mécanique de Nancy ;

par M. HUMBERTJEAN.

I. MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude du passage du régime laminaire au régime turbulent.* — L'étude de ce phénomène de transition est malaisée du fait des difficultés qu'il y a à visualiser les écoulements et à déterminer exactement le passage au régime turbulent.

La méthode employée ici utilise le phénomène de biréfringence d'écoulement. Certains liquides naturels (solutions de gélatines, huiles diverses) ou synthétiques (dérivés cellulosiques) possèdent cette propriété. L'étude de la biréfringence permet de déterminer l'état des contraintes visqueuses au sein du fluide et la forme de l'écoulement. La turbulence se manifeste par une disparition du phénomène.

On étudie d'une part un écoulement cylindrique (liquide placé entre un cylindre extérieur fixe et un cylindre intérieur tournant à vitesse variable), d'autre part un écoulement dans un canal prismatique à section rectangulaire.

II. MÉCANIQUE DES SOLS. — L'étude des contraintes résultant de certaines formes d'exploitations minières est faite à partir de maquettes photoélastiques. Le phénomène à reproduire étant un écrasement sous le poids propre du matériau, il a fallu trouver une matière dont la biréfringence soit assez forte pour se manifester sans charges extérieures. Nous utilisons un sel de gélatine additionné de glycérine, maintenu dans un cadre d'aluminium, entre deux plaques de verre lubrifiées.

Pour ces deux travaux de recherche, l'appareillage polarimétrique utilisé est un banc de photoélasticité « Jarre et Jacquin type O. N. E. R. A. ».

4. — Recherches sur une méthode permettant de déceler les fissures dans les couches de minerai qui forment le toit des mines de fer ;

par Mlle M.-L. GAULARD,
École Nationale Supérieure d'Électricité et de Mécanique, Nancy.

Après avoir envisagé différentes possibilités telles que les méthodes géophysiques de prospection (carte des résistivités, carottage électrique,...) ou bien encore l'analyse du bruit provoqué par le mineur frappant le toit de la mine avec une barre de fer, on s'est arrêté à une méthode ultrasonore de sondage par écho, analogue à celle employée par les marins pour déceler les obstacles et les bancs de poissons.

Une première étude, faite avec un générateur à quartz, le sidéroscope de la S. C. A. M., à une fréquence ultrasonore de 10^6 Hz, a montré l'influence de la dimension des grains qui constituent le matériau par rapport à la longueur des ultrasons et a conduit à étudier l'absorption de ceux-ci en fonction de la structure du milieu.

Une seconde étude à des fréquences plus basses a été ébauchée sur le terrain avec un générateur à magnétostriction Sadir-Carpentier fonctionnant à 50 kHz et est poursuivie actuellement au laboratoire, l'émetteur-récepteur étant constitué cette fois par un triplet quartz-acier de la S. C. A. M.

Parallèlement, on étudie de la manière la plus complète possible les propriétés physiques et chimiques du matériau et, en particulier, la constante diélectrique, la perméabilité magnétique et les constantes élastiques, ces renseignements étant susceptibles de donner des indications utiles pour la suite des recherches.

5. — Travaux effectués au Laboratoire d'analogies et de servomécanismes de l'École Nationale Supérieure d'Électricité et de Mécanique de Nancy ;

Étude de la répartition des flux magnétiques dans les machines électriques, à la cuve rhéographique automatique.

Ce travail se divise en deux domaines : l'analogie rhéoélectrique, dont les modalités d'application sont l'objet des recherches de M. Gudefin, et la réalisation des programmes d'asservissement, confiée à M. Haug.

Étude analogique des machines à courant continu.

Ces recherches, entreprises par M. Robert, concernent l'établissement de circuits analogiques représentant les dynamos amplificatrices et permettant la visualisation de leurs performances transitoires. A la suite de réalisations en régime linéaire, on s'efforce maintenant de tenir compte de phénomènes non linéaires, tels que la saturation et la réaction d'induit.

I. RECHERCHES DE M. E. GUDEFIN.

Construire un cuve rhéographique automatique.

Son application à l'étude des champs magnétiques dans les machines électriques.

Les tracés des champs magnétiques dans les machines électriques sont déterminés encore à l'heure actuelle le plus souvent par la méthode graphique de Lehmann. Cette méthode, peu onéreuse puisqu'elle ne nécessite que du papier et des instruments de dessin, est assez longue et demande des dessinateurs compétents.

Les équations de l'induction magnétique dans un système à symétrie cylindrique se ramènent simplement à celle des tensions et des courants dans une cuve rhéographique.

On fait l'analogie entre la perméabilité et la résistivité, l'induction et le courant, le flux et la tension. Les fils parcourus par des courants dans la machine seront représentés par des sources de courant dans la cuve. Aux parties ferromagnétiques correspondent des isolants et à l'air, l'eau de la cuve.

Les parties isolantes dans la cuve sont formées d'un mélange de talc et de paraffine.

Les générateurs de courant constitués par deux pentodes en série sont actuellement au point. A partir d'une source à tension constante chaque générateur peut délivrer 5 mA à 425 Hz avec une admittance parallèle de 5 μmhos. Nous disposons actuellement de 40 sources de courant.

La mesure des tensions dans la cuve se fait par la méthode potentiométrique classique. Un montage

cathodique avec une pentode DL67 subminiature empêche la sonde de perturber les potentiels dans la cuve.

On dispose d'un amplificateur d'erreur accordé sur 425 Hz alimentant un moteur cloche diphasé servant à l'entraînement de la sonde.

Le chariot porte-sonde est mobile sur un pont roulant. Un des moteurs d'entraînement fonctionne à vitesse constante, l'autre est asservi et la sonde suit une équipotentielle. Le tracé se fait sur une feuille de papier placée au-dessus de la cuve.

Notre cuve doit être capable de tracer aussi bien des trajectoires fermées que des trajectoires limitées aux bords, d'où la nécessité d'inverser le fonctionnement des moteurs entraînant l'un le pont, l'autre le chariot et de disposer de vitesses constantes dans les deux sens.

Une mémoire de position et un programme comportant des équipotentielles sont en voie de construction pour rendre la cuve entièrement automatique.

La cuve ainsi conçue pour un problème particulier peut évidemment être utilisée pour l'étude analogique de beaucoup de phénomènes physiques en dehors de l'électromagnétisme : électricité, mécanique des fluides, porosité, diffusion, conductibilité calorifique. Elle est donc appelée à rendre des services intéressants.

II. Recherches de M. J. Robert.

La souplesse du calcul analogique est bien connue et justifiée, pour l'étude de certains problèmes, la construction de « simulateurs », montages électroniques obéissant aux mêmes équations que le système réel.

C'est ainsi que nous avons été conduit à l'étude de circuits analogiques représentant les dynamos amplificatrices à courant continu.

Lors d'un travail précédent (thèse d'Ingénieur-Docteur), nous avions établi le schéma équivalent d'une dynamo et avions montré qu'il était possible de le matérialiser au moyen d'inductances, de résistances et d'amplificateurs.

Les difficultés pratiques rencontrées lors de la mise au point nous ont amené à transformer le schéma précédent. C'est en particulier l'impossibilité de trouver des inductances linéaires de forte valeur qui nous a suggéré de transformer par dualité ce schéma. Ainsi, à une tension dans la machine correspond une intensité dans le modèle et inversement. Les résistances deviennent des conductances et les inductances des condensateurs, éléments dont la réalisation pratique est aisée.

Un premier modèle a été réalisé et a permis de vérifier la correspondance avec les calculs établis dans le cas d'une machine non saturée. La possibilité de faire varier les différents paramètres permet une recherche facile des meilleures conditions de fonctionnement, en particulier la vitesse de réponse en régime transitoire. Il est possible de tenir compte de phénomènes perturbateurs tels que les pertes par courants de Foucault dans les circuits magnétiques.

C'est surtout en régime non linéaire que l'intérêt du calcul analogique est manifeste, car il procure alors rapidement des renseignements utiles qu'il serait très long de rechercher par des méthodes de calcul « pas à pas ».

Or, dans une machine à courant continu, il est nécessaire de tenir compte de la saturation, qui conduit elle-même à des phénomènes souvent nuisibles, comme la réaction transversale d'induit.

Un calculateur de réaction d'induit a été monté. La caractéristique magnétique de la machine étant représentée au moyen d'un générateur de fonction à diodes polarisées, on superpose au courant inducteur instantané un courant en dents de scie proportionnel au courant instantané d'induit. La composante continue de sortie de l'appareil est l'image de la force électromotrice de la machine, compte tenu de la réaction d'induit.

Un montage en cours permettra d'utiliser cette tension pour moduler, au moyen d'un dispositif analogue à celui d'une lampe de réactance, la capacité qui représente l'inductance du circuit magnétique de la machine.

Les appareils construits et en cours de construction au laboratoire pour cette étude, comprennent une gamme d'éléments non linéaires : générateurs de fonctions et multiplieurs électroniques instantanés dont la tension de sortie est proportionnelle au produit de deux tensions d'entrée.

6. — Recherches sur les propriétés diélectriques de semi-conducteurs en poudre ;

par M. R. Guillien,
École Nationale Supérieure
d'Électricité et de Mécanique, Nancy.

On place un semi-conducteur en poudre dans un condensateur plan C_x dont une électrode est mobile et auquel on peut appliquer une tension auxiliaire V (*fig.* 1). Aux pressions faibles, la capacité et les pertes de ce condensateur sont sensibles à la moindre vibration. En appliquant une tension V, continue ou de fréquence basse, la courbe (courant i, tension V) montre que les écarts à la loi d'Ohm sont d'autant plus grands que la pression exercée sur la poudre est plus faible. En haute fréquence, la capacité et les pertes de C_x sont alors sensibles au moindre choc.

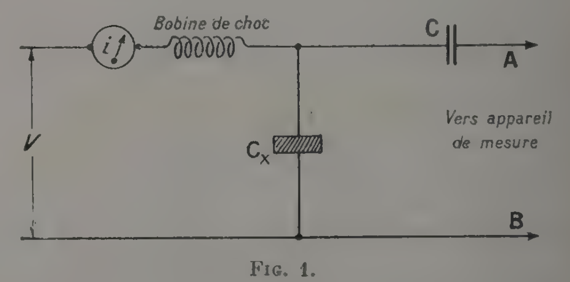


Fig. 1.

Nous avons donc comprimé la poudre étudiée jusqu'à des pressions de 2 à 5.10^7 N/m².

Lorsque l'on applique la tension V, ε' et ε'' varient en fonction du temps. Leur variation est trop rapide au début pour permettre l'emploi d'un pont d'impédance, aussi avons-nous procédé par enregistrement. On réunit A et B (*fig.* 1) aux bornes du circuit oscillant d'un oscillateur G dont la fréquence a alors une valeur F. Ses oscillations et celles d'un oscillateur G_0 de fréquence fixe F_0 sont envoyées à une mélangeuse

munie d'un filtre BF, d'un étage amplificateur et d'un fréquencemètre donnant une courbe de réponse ayant une longue partie linéaire sur environ 4 kHz et permettant ainsi d'enregistrer $\Delta\varepsilon'$ quand on applique la tension V. La variation $\Delta\varepsilon''$ de ε'' est mesurée par l'intermédiaire de la variation de l'amplitude des oscillations de G due à la variation de l'amortissement de son circuit oscillant. On a enregistré simultanément en fonction du temps $\Delta\varepsilon'$, $\Delta\varepsilon''$, i.

Des échantillons en poudre de NiO, Cu_2O, ZnO, $PbCrO_4$ ont été étudiés. Les phénomènes se sont révélés d'une grande variété. Pour un échantillon d'une poudre donnée, renouvelé après chaque expérience, la courbe ($\Delta\varepsilon'$, t) change beaucoup de forme suivant la valeur de V. Par exemple NiO et Cu_2O montrent une diminution de ε' aux champs faibles et une augmentation aux champs forts.

Les phénomènes sont de sens inverse pour ZnO et $PbCrO_4$. $\Delta\varepsilon''$ est négatif aux champs faibles pour NiO et ZnO, positif pour Cu_2O et $PbCrO_4$. Les variations sont de sens inverse aux champs forts.

Une explication des phénomènes observés par une variation de conductibilité sous l'influence du champ auxiliaire ne convient pas car elle donne $\Delta\varepsilon'$ toujours positif. Une explication par élévation de température ne convient pas non plus. Ce sont certainement des phénomènes électroniques (barrières de potentiel entre grains, effet Zener, etc.) qui interviennent d'une manière prépondérante.

Ces résultats ne sont que préliminaires et leur étude détaillée est en cours.

7. — Recherches effectuées à l'Institut de Physique de l'Université de la Sarre à Sarrebrück ;

exposées par M. R. GUILLIEN.

A) RECHERCHES DE SPECTROSCOPIE.

Sous l'impulsion de M. le Pr Genard, venu de l'Université de Liège, une installation spectrographique importante fut réalisée à Sarrebrück. Un réseau concave de 6,65 m de rayon de courbure, 600 traits/mm et de $5 \times 13{,}2$ cm a été monté par J. Weinard de manière à permettre, par un jeu de miroirs escamotables, le passage rapide du montage de Paschen au montage de Wadsworth.

Des recherches sur les spectres de molécules diatomiques CN, CH ont été faites à Sarrebrück par MM. Weinard et Haser en liaison avec l'Institut d'Astrophysique dirigé par le Pr Swings à Cointe (Belgique).

Un microphotomètre enregistreur, présentant des analogies avec celui de Vassy, a été construit par G. Thielen. La figure 1 donne son schéma fonctionnel. Cet appareil possède un certain nombre d'avantages : commande des moteurs par thyratrons et non par relais, vitesse de dépouillement ralentie dans les pentes de la courbe (densité, longueur d'onde), utilisation d'un coin photométrique de tarage déplaçant le zéro d'une quantité exactement déterminée.

M. Lafon travaille actuellement à l'étude spectroscopique des spectres Raman et infrarouges de mono-

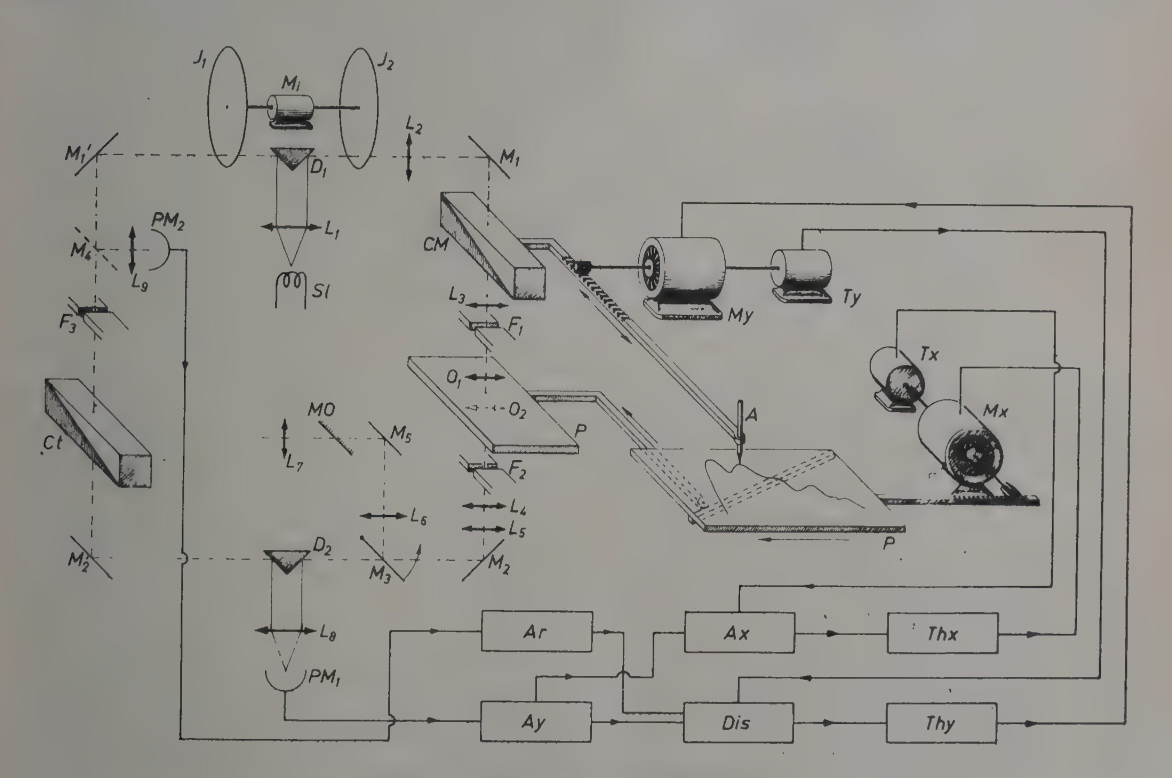


FIG. 1. — Microphotomètre différentiel.

cristaux de sulfate de guanidine, fourni par M. le Pr Chapelle de la Faculté des Sciences de Nancy, et de sulfate d'aluminium.

B) Recherches d'électronique.

Outre les recherches dont on trouvera ci-dessous un exposé détaillé dû à leurs auteurs, je mentionnerai entre autres que, sous ma direction, un appareil de mesure de la constante diélectrique de très petits échantillons cristallins a été réalisé par L. Haser, appareil donnant à 10 % près une variation de 0,001 pF. Un servomécanisme permettant l'enregistrement automatique de ε' a été construit par L. Lawaldt puis perfectionné par J. Leismann (voir plus loin).

Des recherches sur les cristaux piézoélectriques ont été effectuées par H. Mayer [1], [2], [3] qui a étudié le facteur de qualité Q du quartz, du sel de Seignette, du phosphate monoammonique et d'autres cristaux. Mlle M. Auberdiac a fait un travail sur l'influence d'un champ continu sur les propriétés diélectriques HF du sel de Seignette.

Les recherches de M. H. Croon concernent la détermination de l'énergie des électrons secondaires des métaux par une méthode très sensible. Celle-ci est une modification de la méthode du champ antagoniste et fonctionne en méthode de zéro.

On sépare le circuit de mesure du circuit de contrôle et on superpose à la tension continue réglable une tension alternative de basse fréquence (*fig.* 2).

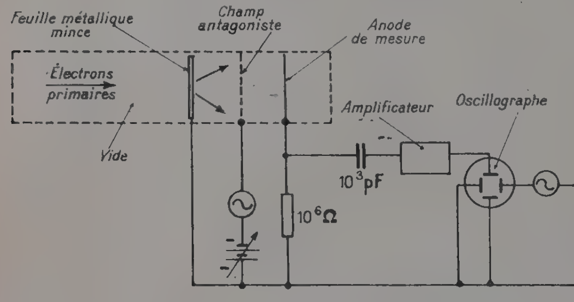


Fig. 2.

Les valeurs de l'énergie obtenues par cette méthode ont été indépendantes des fluctuations d'intensité du faisceau d'électrons primaires parce que les mesures pouvaient être effectuées assez vite pour que ces fluctuations n'interviennent pas de manière appréciable.

Les courbes de répartition de l'énergie obtenues pour l'argent n'ont montré, à la précision des mesures (8 %), aucune différence entre les électrons secondaires ayant traversé et ceux revenant en arrière. L'auteur en conclut à l'identité du processus élémentaire dans les deux cas. L'aspect des courbes (énergie des électrons secondaires en fonction de l'énergie des électrons primaires) montre que la théorie de Fröhlich et Wooldridge ne suffit plus avec ces mesures précises, tout au moins tant que l'on ne travaille pas avec des électrons primaires de très haute énergie.

On n'a pu montrer avec ce dispositif une influence du travail de sortie, influence prévue par la théorie précédente. Ceci est dû à ce que dans l'appareil réalisé, les potentiels de contact n'apportent pas de trouble appréciable (contrairement à ce qui se passe dans la méthode classique du champ antagoniste).

Recherches de M. Jirku sur l'émission électronique au-dessous de la température de l'incandescence. — L'émission secondaire d'électrons après bombardement par des particules et l'effet photoélectrique externe sont connus depuis longtemps.

Ces dernières années, on a observé dans des conditions variées une émission électronique « froide ». Kramer [4] établit que le travail des surfaces métalliques et les changements exothermiques de structure provoquaient l'émission d'électrons. Cette émission, fonction de la structure, a été appelée effet Kramer. Comme la luminescence, elle disparaît avec le temps.

Haxel, Houtermans et Seeger [5] proposèrent une théorie qui attribuait aussi dans ce travail l'émission des électrons à des réactions chimiques (oxydation). Ceci a récemment été prouvé expérimentalement par Gerthsen et Geiger [6].

Comme ces électrons apparaissent dans divers processus exothermiques, on les a appelés aussi exoélectrons.

Nassenstein [7] explique la disparition progressive de l'émission avec le temps en supposant que par appât d'énergie, les électrons se rendent dans des pièges d'où ils sont émis par agitation thermique normale.

D'une manière générale on a établi que dans les phénomènes produisant une luminescence, des exoélectrons apparaissent aussi. Gourgé et Hanle [8] ont pu montrer que les courbes d'émission des exoélectrons et de la luminescence ont une grande analogie.

M. Jirku a pu montrer [9] que l'intensité I de la post-émission des exoélectrons et l'énergie de liaison S des métaux sont liées par la relation $I = F(S)^{-m}$. Cette relation s'explique parce que l'énergie cinétique des électrons du métal a pratiquement la valeur de l'énergie de liaison. Cependant, les électrons riches en énergie tombent plus facilement d'un piège dans la bande inférieure ou sont aussitôt émis. L'émission totale peut être regardée comme constante dans divers traitements ultérieurs.

Les métaux suivants ont été étudiés par l'auteur et sont classés par ordre d'intensité d'émission I décroissante. On voit que cet ordre est sensiblement celui des énergies de liaison S croissantes :

	Cs	K	Na	Ca	Sr	Be	Mg	Pb	Al	Au	Sn	Sb	Ni	Fe
S	24	26,5	30	39	39	41	41	51	60	83	76	49	101	108

(kcal/atome-gramme)

Recherches de Mlle G. Huckert. — Ce travail se rattache à une série de recherches sur les semi-conducteurs ; il doit permettre de comparer les interprétations des faits observés par la théorie de Maxwell-Wagner et par celle de Debye.

L'étude théorique des propriétés électriques d'un ensemble de grains semi-conducteurs et de la variation des ε' et ε'' d'un tel ensemble en fonction de la fréquence est en cours. Les calculs sont faits sur des modèles, composés de réseaux formés de capacités et de résistances à une, deux ou trois dimensions. Les calculs sur les modèles à une dimension sont terminés, ceux sur les modèles à deux dimensions sont commencés.

Les résultats des calculs seront confrontés à des mesures faites sur les modèles cités plus haut pour lesquels on construit maintenant l'appareillage nécessaire. Les expériences sur les courbes $i = f(V)$ de combinaisons de diodes de germanium ont montré qu'on peut reproduire avec deux diodes la forme du cycle $i = f(V)$ observée sur une poudre de semi-conducteurs. Les courbes théoriques sont comparées aux courbes de Lissajous $i = f(V)$ photographiées déjà sur l'oscillographe cathodique à une fréquence de 200 Hz.

Recherches de M. W. Hubig. — Ces recherches ont porté sur les propriétés électriques du chromate de plomb qui est semi-conducteur. Un exposé va en être publié dans le compte rendu du Colloque A. M. P. E. R. E. 1957 qui paraîtra aux *Annales de l'Université de Genève.*

Recherches sur les pertes diélectriques des mélanges hétérogènes par M. J. Leismann. — a) *Appareil de mesure.* — L'appareil développé par R. Guillien en utilisant la méthode des battements a été automatisé par un servomécanisme (*fig.* 3) entraînant la capacité

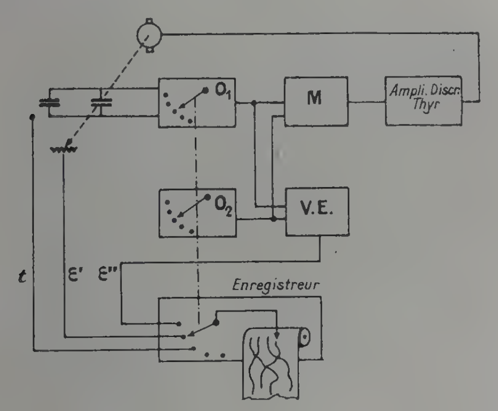


Fig. 3. — Dispositif pour la mesure automatique de la constante diélectrique, des pertes diélectriques et de la température : O_1, oscillateur à fréquence ajustable ; O_2, oscillateur à fréquence fixe ; M, mélangeur ; V. E., voltmètre électronique.

étalonnée et par un enregistreur Philips à 12 voies. En connectant les 6 gammes de l'oscillateur aux canaux de l'enregistreur, celui-ci donne pour chacune la constante diélectrique, les pertes et la température de l'échantillon. Cet appareil fournit donc un enregistrement pratiquement simultané de 6 courbes donnant la variation de ε', 6 courbes donnant celle de ε'' et d'une courbe donnant la température de l'échantillon.

Avantages de ce montage :

1° linéarité de l'enregistrement pour toute la course de la capacité étalonnée ;

2° échelle de ε' indépendante de la fréquence de mesure.

b) *Variation de l'absorption* ε''_m *des mélanges.* — D'une manière générale, les pertes ε''_m des mélanges de deux composants sont fonctions de leur constante diélectrique ε' et de leur absorption ε'', ε' et ε'' dépendant de la fréquence.

Considérons une suspension d'un milieu 2 dans un milieu 1 sans pertes ;

$$\varepsilon''_1 = 0, \qquad \varepsilon'_1 = \text{Cte} \quad \text{ou} \quad d\varepsilon'_1/d\omega = 0.$$

Le calcul de $d\varepsilon''_m/d\omega$ pour la fréquence ω_m à laquelle $d\varepsilon''_2/d\omega = 0$ (maximum des pertes du milieu suspendu) montre que

$$\left.\frac{d\varepsilon''_m}{d\omega}\right|_{\omega_m} = \left.\frac{\partial\varepsilon''_m}{\partial\varepsilon'_2}\right|_{\omega_m} \left.\frac{d\varepsilon'_2}{d\omega}\right|_{\omega_m}.$$

En général, la variation de ε'_2 est maximum lorsque $\omega = \omega_m$, donc $d\varepsilon'_2/d\omega|_{\omega_m} \neq 0$. Il en résulte qu'on n'observe le maximum de pertes du mélange à la fréquence ω_m (maximum du milieu suspendu) que si $d\varepsilon''_m/d\varepsilon'_2 = 0$, c'est-à-dire si ε''_m ne dépend pas de ε'_2 (ou si ε''_m a, en fonction de ε'_2, un maximum à la fréquence $\omega = \omega_m$).

Pour les pertes du type Debye, on a $d\varepsilon'_2/d\omega \neq 0$ pour $\omega = \omega_m$, donc le maximum des pertes ou le $\tau = 1/\omega_m$ de la composante en suspension peuvent être donnés par des formules dans lesquelles ε''_m ne dépend pas de ε'_2, par exemple,

$$\varepsilon_m = \varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\, v_2.$$

Dans tout autre cas, le maximum des pertes se déplace en fonction de la concentration du milieu suspendu.

Dans le cas des suspensions sphériques et des émulsions, de Loor arrive, en appliquant la formule de Lichtenecker, à la formule

$$\tau_m = \frac{(1 - v)\,\varepsilon_{2s} + (2 + v)\,\varepsilon_1}{(1 - v)\,\varepsilon_{2\infty} + (2 + v)\,\varepsilon_1}\,\tau.$$

Les résultats des mesures entre — 80 °C et + 10 °C avec de la glycérine dans la paraffine sont résumés ci-dessous pour des fréquences entre 50 kHz et 5 MHz :

t °C	$\tau/\tau_{m\,exp}$		$\tau/\tau_{m\,cal}$
— 15	5,0	± 10 %	5,6
— 20	5,0		5,7
— 25	5,1	± 6 %	5,8
— 30	5,3		6,0
— 35	6,0		6,1

Ces résultats sont en bon accord avec les valeurs prévues.

[1] Mayer (H.), *Ann. Univ. Saraviensis*, II, 106 et 334.
[2] Mayer (H.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 8A.
[3] Mayer (H.), Thèse, Nancy, 1955.
[4] Kramer (S.), Der metallische Zustand, Göttingen, éd. Vandenhoeck u. Rupprecht, 1950.
[5] Haxel (O.), Houtermans (F. G.) et Seeger (K.), *Zeits. Physik*, 1951, **130**, 109.
[6] Geiger (W.), *Zeits. Physik*, 1955, **140**, 608.
[7] Nassenstein (H.), *Naturwiss.*, 1954, **41**, 329.
[8] Gourgé (G.) et Hanle (W.), *Acta Physica Austr.*, 1957, **10**, 427.
[9] Jirku (B.), Thèse (à paraître).

(*) **8. — Mesure des faibles activités par la spectrométrie γ de faible énergie ;**

par M. P. Keller,
Institut de Physique du Globe, Strasbourg.

Le rayonnement γ émis par les deux familles radioactives naturelles est presque uniquement dû aux corps formant les dépôts actifs. Cependant quelques rayons de faible énergie sont émis par UX_1 Io (90 keV), Ra (190 keV) de la famille de l'uranium et RTh (70 keV) et ThB (240 keV) de la famille du thorium. Le spectromètre à scintillations permet de mettre en évidence les raies de ces derniers corps qui apparaissent nettement malgré le grand nombre de rayons γ situés dans la même région et qui sont dus essentiellement aux émetteurs des dépôts actifs des deux familles. La considération de ces raies permet de déterminer la concentration en U et Th même lorsque l'équilibre radioactif n'est pas réalisé [1], [2]. La précision de la méthode dépend non seulement des concentrations et du rapport des deux familles mais aussi des diverses conditions expérimentales.

La faible activité des sources à analyser impose une réduction importante du rayonnement parasite qui est dû

1° au rayonnement cosmique dont l'effet est atténué par un important blindage de plomb ;

2° à la réflexion multiple des γ plus énergiques sur la matière environnant le scintillateur [3]. Le recouvrement interne du blindage par un corps à faible Z tel que l'aluminium réduit l'effet des réflexions multiples par l'absorption des rayons X et des électrons secondaires émis par le plomb qui est excité par les γ ;

3° au rayonnement β émis par les sources. Celui-ci est complètement absorbé par un écran d'aluminium de 6 mm d'épaisseur qui a l'avantage de présenter un faible coefficient d'absorption μ pour les γ de 50 à 300 keV.

Avec un monocristal en spectrométrie γ, trois méthodes de répartition et position des sources suivant la nature de l'échantillon sont possibles :

1° Cristal au centre de la source. Ce dispositif convient spécialement pour l'étude des roches.

2° Cristal « puits ». Il permet une géométrie approchant 4π d'où son utilisation pour la mesure des faibles activités radioactives telles que celles des minéraux extraits des roches granitiques ou autres et dont on ne dispose que de faibles masses.

3° Source au centre et au-dessus du cristal. C'est la méthode la plus usuelle ; elle offre la possibilité de faire varier aisément les différentes conditions expérimentales. Elle est surtout pratique dans le cas d'étude des minerais radioactifs. Des expériences se rapportant à la distance source-cristal, à la distance de la source à l'axe du cristal et au diamètre de la source m'ont montré que seul l'angle solide est à prendre en considération lorsque, pour une raison quelconque, la géométrie entre l'étalon et l'échantillon à mesurer est différente. L'efficacité de comptage [4] est définie par le nombre de γ situés dans la largeur de bande divisé par le nombre de γ incidents à la surface du cristal. La variation de cette efficacité de comptage due à un changement de géométrie est insignifiante et négligeable.

Les masses superficielles et les densités des échantillons varient dans de très larges limites, de quelques milligrammes à quelques grammes, d'où la nécessité d'appliquer une correction de self-absorption chaque fois que l'étalon et la source sont très différents du point de vue de la masse superficielle ou de la densité. Les formules de correction peuvent être établies pour chaque type de disposition source-cristal. Les valeurs du coefficient de self-absorption μ déterminé pour l'aluminium, le nickel et le plomb, sont nettement inférieures à celles des tables. Ceci provient, en particulier, de ce que le rayonnement γ n'est ni homogène ni canalisé ainsi que des conditions expérimentales employées. Il faut donc déterminer pour chaque échantillon et pour son rayonnement émis les coefficients d'absorption. Pour cela il suffit d'avoir deux sources provenant d'un même échantillon. En effet, pour une largeur donnée de canal placé à une énergie E, I_1 étant l'intensité mesurée de l'échantillon (1), I_2 l'intensité mesurée de l'échantillon (2), I_{1-2} l'intensité mesurée de l'échantillon (1) ou (2) telle que le rayonnement γ de (2) passe à travers (1), M_1 la masse superficielle de la source (1), on a, pour une énergie E,

$$\frac{\mu}{\rho} M_1 = \log \frac{I_1}{I_{1-2} - I_1}.$$

La détermination de l'uranium et du thorium par les γ de faible énergie repose sur les émissions de UX_1, Io, Ra et ThB. Nous avons appelé A, B, D les maxima, dus à ces corps, dont les énergies émises sont 90, 190 et 240 keV. Cependant l'enregistrement montre une légère différence entre la position réelle des maxima et leurs vraies valeurs. Ce décalage n'est pas dû à la non-linéarité du spectromètre à scintillation, ni à une dérive de l'appareillage, mais

1° pour les faibles énergies, la répartition de la hauteur des impulsions est asymétrique et le résultat se traduit par un déplacement du maximum [5] ;

2° le rayonnement n'est pas homogène et le spectre est complexe ; il en résulte qu'une grande largeur de bande entraîne forcément un déplacement du maximum.

Donc pour la détermination des concentrations en uranium et thorium on placera le canal du sélecteur sur les maxima voisins des énergies considérées et émises par UX_1, Io, Ra et ThB.

D'autre part le choix de la largeur du canal est important. Afin de pouvoir choisir une largeur de bande optimum plusieurs séries d'enregistrements de sources U et Th, en fonction de la largeur de bande, ont été faites. Les résultats obtenus montrent qu'une largeur de bande de 75 keV est un bon compromis entre l'activité γ du canal et le pouvoir de résolution de celui-ci. D'autre part une légère variation accidentelle ou une imprécision de détermination sur la largeur du canal affecte peu la précision des résultats. Ces résultats sont confirmés par une étude récente de R. Foucher [6] qui montre que « la largeur optimum du canal analysant une raie de largeur à mi-hauteur $2L_0$ est 1,6 L_0 ».

[1] Keller (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 762.
[2] Keller (P.), 25e Congrès de l'A. F. A. S., Dijon, 1956 (à paraître).
[3] Bisi (A.), Zappa (L.) et Germagnoli (E.), *Nuovo Cim.*, 1955, **1**, 1120.
[4] Rietjens (T.) et *al.*, *Physica Acta*, 1955, 110.

[5] Wright (G. I.), *J. Sci. Inst.*, 1954, **31**, 462.
[6] Foucher (R.), Dick (L.), Perrin (N.) et Vartapetian (H.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 54A.

(*) 9. — Pouvoir rotatoire magnétique et rotativité des fluides ; étude expérimentale ;

par M. J. Grange,
Institut de Physique, Nancy.

Définitions et notations. — On sait que le pouvoir rotatoire magnétique *spécifique* (ou rotation spécifique) d'un corps est la quantité $[\Lambda] = \Lambda/d$, d étant la densité du corps dans les conditions expérimentales, Λ la constante de Verdet définie par la relation classique

$$\alpha = \Lambda\, l\, H \cos\theta,$$

où α est la rotation du plan de polarisation de la lumière, $H \cos\theta$ la composante du champ magnétique suivant l'axe du faisceau lumineux et l la longueur de substance traversée par la lumière. (En pratique, le champ est dirigé parallèlement au faisceau lumineux et $\cos\theta = 1$.)

La rotation *spécifique moléculaire* est $[\Lambda]_M = M[\Lambda]$, M étant la masse moléculaire.

La rotation spécifique ne doit pas être une constante indépendante des conditions physiques extérieures, sauf, très approximativement, pour un corps gazeux observé sous des pressions pas trop fortes. Mais les rotations spécifiques doivent différer considérablement quand on passe du liquide à la vapeur correspondante.

R. de Mallemann a montré [1] que pour les substances *diamagnétiques et les fréquences assez éloignées d'une région d'absorption*, la grandeur invariante, caractéristique de la constitution moléculaire ou atomique, serait la *rotativité* qui aurait pour expression

$$[\Omega] = [\Lambda] \frac{9n}{(n^2 + 2)^2}$$

n étant l'indice de réfraction du corps pour la longueur d'onde utilisée.

Vérification expérimentale. — On a étudié les rotations spécifiques de nombreux corps, simples ou composés, chacun de ceux-ci étant observé sous la forme gazeuse et sous la forme liquide.

Nous ne pouvons donner ici de détails sur les appareils et la technique des mesures [2]. Le magnétopolarimètre à gaz dont nous disposions (*fig.* 1) avait subi divers perfectionnements depuis les premières expériences de R. de Mallemann et P. Gabiano [3]. Il est constitué par un solénoïde de 6 m de long comportant au total environ 20 000 spires, permettant de réaliser une différence de potentiel magnétique de quelques 10^6 unités C. G. S. Entre le tube polarimétrique en laiton et le solénoïde est un manchon dans lequel circule de l'eau à une température donnée. On a opéré à des pressions allant de 0,5 à 4 atm et à des températures de 2 à 95 °C.

Afin de préciser l'effet du changement d'état physique, nous avons été amené à *mesurer les densités de vapeur dans les mêmes conditions thermodynamiques* que les rotations optiques, ce qui a pu être réalisé par

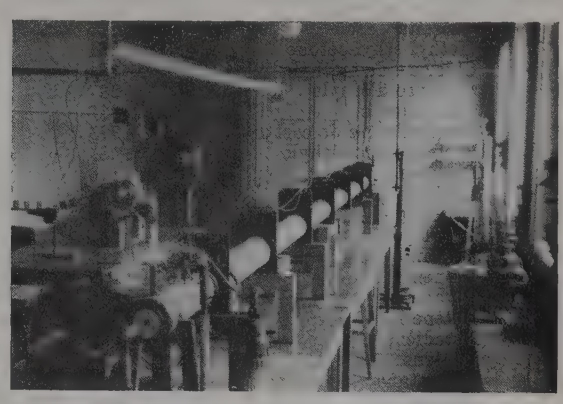


Fig. 1. — Magnétopolarimètre utilisé pour l'étude des gaz et des vapeurs.

jaugeage du tube polarimétrique et pesée du liquide vaporisé.

L'étude des *liquides* a été effectuée par des méthodes classiques [2]. Les indices à basse température ont été mesurés par F. Suhner avec un réfractomètre qu'il avait spécialement conçu et réalisé.

Résultats obtenus. — Nous avons étudié un grand nombre de corps : gaz rares [4], gaz diatomiques ou triatomiques tels que H_2, N_2, O_2, CO_2, SO_2 [5], ainsi que des composés organiques, particulièrement les premiers carbures d'hydrogène, saturés et éthyléniques. Les conclusions générales sont les suivantes :

1° Dans les intervalles de pression et de température réalisés, la *rotation spécifique* $[\Lambda]$ *d'un gaz éloigné de l'état critique est très sensiblement constante.* Autrement dit, Λ varie en raison directe de la densité.

Pour un gaz peu comprimé, n étant très voisin de l'unité, la rotation spécifique $[\Lambda]$ ne diffère pas, pratiquement, de la rotativité $[\Omega]$. La définition de cette dernière grandeur laissait prévoir l'invariance de $[\Lambda]$, mais il importait de la vérifier en fait.

2° *La rotation spécifique du liquide est, dans tous les cas, de beaucoup supérieure à la rotation spécifique du gaz, tandis que celle-ci diffère toujours relativement peu de la rotativité* $[\Omega]$ *du liquide*, calculée à partir du facteur $9n/(n^2 + 2)^2$. L'écart entre les rotativités expérimentales du liquide et du gaz se trouve généralement compris entre 0 et 5 %. (La précision des mesures, qui varie suivant la nature de la substance, est estimée à 3 % en moyenne.) Dans la majorité des cas, nous obtenons une rotativité plus grande pour le gaz.

3° Les *dispersions rotatoires magnétiques* du gaz et du liquide sont sensiblement identiques. (Il s'agit exclusivement des longueurs d'onde *visibles*, pour lesquelles l'absorption des corps étudiés est négligeable.)

A titre d'exemple, prenons les résultats obtenus récemment pour quelques corps. (Les rotativités moléculaires $[\Omega]_M$ sont exprimées en μrd/G.cm $\lambda = 0{,}578\,\mu$.)

	Liquide	Gaz
Anhydride sulfureux	181	193
Oxyde d'éthyle	285	293
Oxyde de propyle	395	401
Acétone	206	215
Méthyl-éthyl-cétone	258	261
Chlorure de méthyle	169	171
Chlorure d'éthyle	232	237
Chloroforme	308	316
Tétrachlorure de carbone	363	375
Bromure de méthyle	261	261
Benzène	602	610
Méthane		110
Éthane		160
Éthylène		223
Propane	218	222
Propène	256	268
Butane	275	279
Butène 1	330	340
Butadiène 1.3	452	465
Pentane	331	345
Isopentane	341	360
Pentène 1	383	400
Isoprène	498	507

On remarquera l'accroissement sensible de la rotativité, dû à l'adjonction d'une liaison double dans la molécule, et surtout l'influence considérable de deux liaisons doubles conjuguées (butadiène 1,3 et isoprène).

Les nombres que nous avons obtenus sont en bon accord (l'écart est en général inférieur à 1 %) avec les résultats publiés par L. R. Ingersoll, de l'Université de Wisconsin (U. S. A.), relatifs à des gaz étudiés à basse pression, en utilisant une méthode photoélectrique [6].

En résumé, il ressortirait de notre travail que l'invariance de la rotativité est seulement approchée, comme d'ailleurs celle de la réfractivité [7]. On pouvait s'attendre à un tel résultat en raison du procédé de calcul, classique mais trop simple, qui conduit à l'expression du champ moléculaire. Les valeurs approximatives ont néanmoins un intérêt pour la physicochimie.

[1] De Mallemann (R.), *J. Physique Rad.*, 1926, **7**, 295 ; *Ann. Physique*, 1942, **17**, 360 et 1943, **18**, 56 ; *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 92.
[2] Grange (J.), Thèse, Nancy, 1957.
[3] Gabiano (P.), *Ann. Physique*, 1933, **20**, 68.
[4] De Mallemann (R.), Suhner (F.) et Grange (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 2366.
[5] De Mallemann (R.), Suhner (F.) et Grange (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 1385 ;
De Mallemann (R.), et Grange (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 3024.
[6] Ingersoll (L. R.) et Liebenberg (D. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 538.
[7] Fousse (H.), Diplôme d'Études Supérieures, Nancy, 1957.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ
(Dijon)

SÉANCE DU 23 NOVEMBRE 1957

1. — Recherche des conditions d'idéalité des mélanges de sels fondus ;

par M. Y. Doucet,
Professeur à la Faculté des Sciences de Dijon.

On précise d'abord ce qu'on entend par solution idéale d'un mélange de sels fondus. L'enthalpie libre partielle molaire d'un constituant i est de la forme RT Log N_i et la méthode de mesure la plus précise est la cryométrie. Pour un mélange binaire de composés non ionisables on arrive à la formule de Schröder-van Laar

$$\text{Log } N_1 = \frac{1}{R}\int_{T_0}^{T} \frac{L_1}{T^2} dT.$$

L'indice 1 désigne le solvant. Si le solvant est totalement ou très largement dissocié en ions, ainsi que le sel dissous on a un mélange de trois ou quatre sortes d'ions et cette formule n'est plus valable.

Temkin [1] pose que dans le liquide de fusion il existe un ordre à petite distance comme dans le cristal ionique. Chaque cation n'est entouré que par des anions, mais les cations du solvant et ceux du sel dissous sont répartis au hasard si bien que la fraction cationique N_1^+ ne doit être évaluée que par rapport aux cations. On a

$$N_i^+ = \frac{n_i^+}{\Sigma n_i^+} \qquad \text{et} \qquad N_i^- = \frac{n_i^-}{\Sigma n_i^-}.$$

En écrivant que l'entropie du mélange des ions vaut celle d'une solution idéale R Log N_1', on trouve

$$N_1' = N_+^{\nu} N_-^{\nu'},$$

ν et ν' étant les nombres de cations et d'anions dans la formule du solvant.

R. Haase [2] suppose au contraire un désordre parfait. Il écrit

$$N_i^+ = \frac{n_i^+}{\Sigma n_i} ;$$

la somme est étendue à tous les ions sans distinction de signe. Bien entendu, l'entropie du mélange est plus grande qu'avec la notation de Temkin.

Mais l'expérience ne peut décider entre ces deux façons de voir car la divergence entre les deux expressions de N_1' est de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales. Le premier terme du développement en série de N_1' est N_1^n, la fraction molaire stœchiométrique du solvant étant N_1 et n le nombre d'ions du sel dissous distincts de ceux du solvant.

Le critère d'idéalité devient donc

$$\text{Log } N_1^n = \int_{T_0}^{T} \frac{L_1}{RT^2} dT.$$

Quelles conditions doivent satisfaire les mélanges de sels fondus pour obéir à cette relation ?

En envisageant d'abord l'entropie du mélange sous sa forme statistique et en calculant le nombre de complexions W, on trouve que la solution est régulière si les ions du même type du solvant et du soluté sont indiscernables au point de vue dimensionnel.

Ainsi des sels dont les rayons cristallographiques ioniques sont voisins doivent fournir des solutions « strictement régulières ».

Considérons ensuite l'enthalpie du mélange. Si les forces de liaison dans le mélange fondu restent de nature électrostatique la charge des ions et leur distance moyenne déterminent l'énergie interne et, par suite, l'enthalpie d'une solution idéale. Le cas le plus simple est celui où les ions du solvant et du sel dissous ont même charge et même distance réticulaire.

Plusieurs exemples résultant de nos mesures personnelles [3] sont donnés. Les résultats de Keenan [4] peuvent rentrer dans le cadre ci-dessus si on tient compte de la structure lacunaire du solvant.

[1] Temkin (M.), *Acta Physicoch. U. R. S. S.*, 1945, **20**, 411.
[2] Haase (R.), *Zeits. Naturf.*, 1953, **8a**, 380.
[3] Doucet (Y.) et Le Duc (J. A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 52 ;
Doucet (Y.), Bizouard (M.) et Netzer (Mlle C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 492 ;
Doucet (Y.) et Janot (C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1898.
[4] Keenan (A. G.), *J. Phys. Chem.*, 1956, **60**, 1356.

2. — Interactions ioniques, adsorption et stabilité colloïdale ;

par Mme G. Watelle-Marion,
Chargée de Recherches,
Faculté des Sciences de Dijon.

Les anomalies observées, lorsque la floculation d'une solution colloïdale est provoquée par un mélange d'électrolytes, se traduisent par l'expression $\sum \frac{c'_i}{c_i} \neq 1$ (c'_i désignant la concentration de l'ion d'espèce i dans le mélange et c_i la concentration caractéristique de floculation de cet ion). Les principaux facteurs responsables de ces phénomènes de non-additivité sont mis en évidence.

1° Lorsque les ions coagulants n'agissent que par leur *nombre* et leur *valence*, les *interactions ioniques d'origine électrostatique* expliquent les phénomènes observés [1], [2].

L'étude de 51 mélanges agissant sur des sols de chlorure d'argent, de sulfure d'arsenic ou de résine montre que le remplacement des concentrations par les activités (calculées d'après la théorie de Debye) supprime systématiquement les anomalies. On trouve en moyenne $\sum \frac{a'_i}{a_i} = 1{,}03$ alors que $1 < \sum \frac{c'_i}{c_i} \leqslant 3{,}1$.

En tenant compte de ces interactions on peut prévoir les résultats expérimentaux, à savoir

$\sum \frac{c'_i}{c_i} \simeq 1$ lorsque les ions coagulants ont même valence,

$\sum \frac{c'_i}{c_i} > 1$ lorsque ces ions sont de valences différentes.

2° Lorsque la *nature* de certains ions du mélange intervient et se superpose à l'action du nombre et de la valence des ions coagulants, deux cas se présentent :

a) La valeur du potentiel de concentration ψ_0 (différence de potentiel existant entre la micelle et le liquide intermicellaire) augmente par addition du mélange électrolytique. Dans ce cas, l'*adsorption* sur la micelle colloïdale de certains ions du mélange est la cause des phénomènes observés.

La relation existant entre l'équation de Verwey, relative à l'adsorption ionique, et la formule de R. Audubert, relative au « potentiel critique » de floculation, conduit à une relation linéaire entre la racine carrée de la force ionique et le logarithme de la concentration des ions stabilisants [3].

La vérification de cette relation explique l'antagonisme exagéré qui caractérise dans ce cas la floculation du sol.

b) La valeur de ψ_0 est abaissée par addition du mélange. Cet abaissement est dû à la formation de combinaisons insolubles ou de complexes entre certains ions du mélange et les ions stabilisants. Il est la cause de la sensibilisation observée.

L'action des mélanges binaires contenant des ions cuivre fut étudiée sur un hydrosol de chlorure d'argent. Cette étude a permis de découvrir et d'expliquer la présence de deux zones de floculation provoquées par l'action des ions de cuivre hydrolysés sur ce colloïde [4], [5].

[1] Amiot (R.), Doucet (Y.) et Watelle-Marion (Mme G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 796.
[2] Doucet (Y.) et Watelle-Marion (Mme G.), *J. Chim. Phys.*, 1955, **52**, 65.
[3] Watelle-Marion (Mme G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 944.
[4] Watelle-Marion (Mme G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 396.
[5] Watelle-Marion (Mme G.), *J. Chim. Phys.*, 1956, **53**, 732.

3. — Notion de photon en relativité générale classique ;

par M. L. Mariot.

1. Introduction. — Le cadre géométrique de la relativité générale est une variété espace-temps V_4 suffisamment différentiable douée d'une métrique riemannienne ds^2 de *caractère hyperbolique normal* :

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}(x^\lambda)\, dx^\alpha\, dx^\beta \qquad (\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3) \; ; \qquad (1)$$

les coefficients $g_{\alpha\beta}$ sont les potentiels de gravitation relatifs au système de coordonnées utilisées.

Toute ligne de $ds^2 > 0$ est orientée dans le temps, de $ds^2 < 0$ orientée dans l'espace, de $ds^2 = 0$ isotrope ou de longueur nulle. En un point x de V_4, les directions isotropes forment l'hypercône élémentaire Cx.

Le cadre géométrique précisé, le système tensoriel des équations d'Einstein limite la généralité du tenseur de gravitation $g_{\alpha\beta}$. On a

$$S_{\alpha\beta} = R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} R = \chi\, T_{\alpha\beta}, \qquad R = R^\alpha_\alpha. \qquad (2)$$

$R_{\alpha\beta}$ est le tenseur de Ricci associé au tenseur $g_{\alpha\beta}$, $T_{\alpha\beta}$ est le tenseur impulsion-énergie décrivant au mieux la distribution énergétique en un point de V_4 ; $S_{\alpha\beta}$ et $T_{\alpha\beta}$ sont conservatifs :

$$\nabla_\alpha S^\alpha_\beta = \nabla_\alpha T^\alpha_\beta = 0.$$

Nous allons nous occuper du cas où la distribution énergétique est uniquement électromagnétique.

2. Le champ électromagnétique pur. — Le champ électromagnétique pur est caractérisé par le tenseur antisymétrique champ électromagnétique $F_{\alpha\beta}$, tel qu'en repère orthonormé les F_{i0} ($i = 1, 2, 3$) donnent les composantes X, Y, Z du champ électrique relatif au repère et les F_{ij} les composantes L, M, N du champ magnétique correspondant. On peut donc écrire

$$\begin{aligned} X &= F_{10} = {}^*F^{23}, & L &= F_{23} = {}^*F^{10}, \\ Y &= F_{20} = {}^*F^{31}, & M &= F_{31} = {}^*F^{20}, \\ Z &= F_{30} = {}^*F^{12}, & N &= F_{12} = {}^*F^{30}, \end{aligned} \tag{3}$$

les composantes $^*F_{\alpha\beta}$ étant celles du tenseur adjoint électromagnétique.

Deux invariants liés au champ électromagnétique jouent par la suite un rôle fondamental ; ce sont les deux scalaires

$$\Phi = \frac{1}{2} F_{\alpha\beta} {}^*F^{\alpha\beta}, \qquad \psi = \frac{1}{2} F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta}, \tag{4}$$

dont les expressions en repère orthonormé s'expriment par

$$\Phi = L^2 + M^2 + N^2 - X^2 - Y^2 - Z^2 = (\vec{H})^2 - (\vec{E})^2,$$

$$\psi = 2(LX + MY + NZ) = 2\vec{E}.\vec{H}.$$

Définition. — Si en un point x de V_4, $\psi = \Phi = 0$ le champ est *singulier* en x ; sinon il est régulier en x.

Le champ singulier est donc tel que les deux vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont orthogonaux et de normes égales.

Dans le vide, nous postulerons que le tenseur $F_{\alpha\beta}$ et son adjoint $^*F_{\alpha\beta}$ satisfont aux équations de Maxwell,

$$\nabla_\alpha F^{\alpha\beta} = 0, \qquad \nabla_\alpha {}^*F^{\alpha\beta} = 0$$

tandis que le tenseur symétrique

$$\tau_{\alpha\beta} = \frac{1}{4} g_{\alpha\beta} F_{\lambda\mu} F^{\lambda\mu} - F_{\alpha\rho} F^\rho_\beta,$$

généralisation du tenseur classique des tensions de Maxwell, sera le tenseur impulsion-énergie associé au champ électromagnétique $F_{\alpha\beta}$. Ainsi les 18 équations régissant le champ électromagnétique pur dans un univers gravitationnel seront les 10 équations d'Einstein $S_{\alpha\beta} = \chi\tau_{\alpha\beta}$ et les 8 équations de Maxwell $\nabla_\alpha F^{\alpha\beta} = 0$, $\nabla_\alpha {}^*F^{\alpha\beta} = 0$.

3. Étude purement algébrique du tenseur $\tau_{\alpha\beta}$. — Nous savons que les directions principales de l'espace-temps balayé par une distribution énergétique $\tau_{\alpha\beta}$ sont les directions propres de la matrice $[\tau_{\alpha\beta}]$ par rapport à la matrice $[g_{\alpha\beta}]$; les valeurs propres de la matrice $[\tau_{\alpha\beta}]$ par rapport à la matrice $[g_{\alpha\beta}]$ sont racines de l'équation en s, dét $|\tau_{\alpha\beta} - s.g_{\alpha\beta}| = 0$, tandis que les vecteurs propres correspondants V^β satisfont les relations $(\tau_{\alpha\beta} - s.g_{\alpha\beta}) V^\beta = 0$.

En choisissant un repère orthonormé $\mathcal{R}$, dit repère simple, tel que $Z = N = 0$, $XY + LM = 0$, la matrice $[\tau_{\alpha\beta}]$ s'explicite suivant

$$[\tau_{\alpha\beta}] = \begin{vmatrix} \frac{\xi^2+\eta^2}{2} & 0 & 0 & \xi\eta \\ 0 & \frac{\eta^2-\xi^2}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\xi^2-\eta^2}{2} & 0 \\ \xi\eta & 0 & 0 & \frac{\xi^2+\eta^2}{2} \end{vmatrix}, \tag{5}$$

$$\xi^2 = X^2 + L^2 \qquad \eta^2 = Y^2 + M^2.$$

L'équation en s détermine alors les 4 valeurs propres $+k, +k, -k, -k$ de $\tau_{\alpha\beta}$, $k = (\xi^2 - \eta^2)/2$. On montre en outre que $4k^2 = \psi^2 + \Phi^2$, expression donnant k en fonction des deux invariants ψ et Φ du champ.

Les valeurs propres étant multiples, les directions propres sont partiellement indéterminées ; le schéma électromagnétique s'oppose donc aux schémas *matériels* pour lesquels le vecteur unitaire propre temporel est bien déterminé et s'interprète comme vecteur *vitesse* unitaire. Au premier abord, une interprétation hydrodynamique du champ électromagnétique s'avère impossible ; cependant l'étude du champ *singulier* va se révéler féconde.

La recherche des directions propres du champ $F_{\alpha\beta}$ impose la considération des deux cas :

a) $k \neq 0$, le champ est régulier au point considéré ;

b) $k = 0$, donc $\psi = \Phi = 0$, le champ est singulier au point considéré.

Dans le cas régulier, on démontre que les directions propres sont contenues dans deux 2-plans propres orthogonaux, l'un du genre temps, l'autre du genre espace et qu'il est possible d'exprimer le tenseur $\tau_{\alpha\beta}$ en fonction de deux vecteurs isotropes portés par les directions C_1 et C_2, intersections du 2-plan propre temporel de $\tau_{\alpha\beta}$ par le cône Cx. On arrive à

$$\tau_{\alpha\beta} = \frac{2k}{\vec{u}.\vec{v}} (u_\alpha v_\beta + u_\beta v_\alpha) - k g_{\alpha\beta}. \tag{6}$$

Cette expression présente des analogies avec celle du tenseur d'énergie d'un schéma fluide matériel, mais la présence des deux vecteurs isotropes $\vec{u}$ et $\vec{v}$ ne permet pas, semble-t-il, d'en donner une interprétation physique simple. Il en est tout autrement dans le cas singulier.

Dans le cas singulier, on établit le théorème fondamental suivant : *tout champ singulier en un point x de V_4 admet en ce point un 3-plan propre tangent au cône Cx, la direction de contact étant la direction propre isotrope du champ singulier.*

On peut alors écrire le tenseur sous la forme

$$\tau_{\alpha\beta} = \xi^2 l_\alpha l_\beta, \tag{7}$$

le vecteur $\vec{l}$ étant porté par la direction isotrope du champ singulier.

Interprétation physique du champ singulier. — Contrairement au cas régulier, on peut suggérer ici une interprétation séduisante.

Dans les schémas matériels, les composantes u^0, u^i par rapport à un repère orthonormé du vecteur temporel vitesse unitaire sont liées aux composantes v^i du vecteur vitesse d'espace par les relations $v^i = cu^i/u^0$.

Dans le schéma singulier, il existe un *seul* vecteur propre isotrope de direction bien déterminée, de composantes $u^0 = u^3$, $u^1 = u^2 = 0$ par rapport à un repère orthonormé ; donc le vecteur vitesse d'espace associé a pour composantes $v^1 = v^2 = 0$, $v^3 = c$. Il mesure c et sa direction, parallèle au vecteur $\vec{E} \wedge \vec{H}$, est parallèle au vecteur flux d'énergie de Poynting.

Comparons enfin le tenseur d'énergie associé à la matière pure et celui associé au champ singulier :

cas de la matière

$$T_{\alpha\beta} = \rho\ u_\alpha u_\beta, \quad \rho > 0, \quad \vec{u}^2 > 0 ;$$

cas singulier

$$\tau_{\alpha\beta} = \xi^2 l_\alpha l_\beta, \quad \xi^2 > 0, \quad \vec{l}^2 = 0.$$

D'où la proposition :

Tandis que $T_{\alpha\beta}$ est associé à un fluide de particules matérielles non chargées (neutrons) en mouvement à des vitesses inférieures à c, $\tau_{\alpha\beta}$ est associé à un fluide de particules P *douées d'énergie propre (ξ^2 est la scalaire densité d'énergie électromagnétique), non chargées et animées de la vitesse limite c.*

Le fluide de particules P *sera appelé fluide de photons.*

4. Étude locale du champ singulier. — Évidemment, notre étude algébrique n'a pas fait intervenir les équations de Maxwell. Ces équations nous ont permis de préciser les propriétés locales du fluide de photons.

Sachant, par ailleurs, que les trajectoires dans l'espace-temps du vecteur vitesse unitaire $\vec{u}$, dans le cas matériel, sont géodésiques du genre temps du ds^2, nous avons été amené à nous demander si les trajectoires du vecteur $\vec{l}$ ne sont pas, elles aussi, géodésiques du ds^2.

Le théorème suivant, que nous avons établi, répond à la question posée :

Les trajectoires des directions propres isotropes du champ électromagnétique singulier sont géodésiques de longueur nulle du ds^2.

Nous renvoyons à notre note aux Comptes rendus de l'Académie des Sciences [2] pour le détail de la démonstration utilisant la méthode du repère mobile de Cartan. Nous noterons pourtant que nous avons eu besoin seulement de 4 équations de Maxwell sur 8 pour établir ce théorème.

Deux autres équations de Maxwell nous ont permis d'établir des conditions de conservation analogues à celles de la matière. Finalement nous ne nous sommes servi que de 6 équations sur 8. C'est normal, les deux équations restantes ne peuvent rien apporter de nouveau en vertu de conditions de compatibilité auxquelles doivent satisfaire ces équations.

5. Conclusion. — Sans hypothèses quantiques, à partir des équations de Maxwell transcrites dans le formalisme de la relativité générale, l'étude du champ électromagnétique singulier nous a permis de dégager la notion de fluide de photons, fluide de particules non chargées, douées d'énergie propre et se propageant rigoureusement à la vitesse limite c.

[1] Lichnerowicz (A.), Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme, éd. Masson, Paris, 1955.
[2] Mariot (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 2055.

SECTION D'ALGER

SÉANCE DU 28 MAI 1957

(*) Essai d'interprétation théorique de certaines propriétés optiques des lames minces d'argent ;

par MM. P. Dumontet, M. Perrot et J. Tortosa.

Il y a longtemps que les chercheurs se penchent sur les propriétés de la matière en lames minces. L'étude de ces propriétés a d'ailleurs conduit, de nos jours, à un grand nombre d'applications industrielles. Il faut cependant avouer que, malgré les moyens perfectionnés d'investigation, certaines propriétés des lames très minces sont encore mal connues.

Dans cet exposé on se bornera à l'étude de certaines propriétés optiques des lames métalliques minces obtenues par évaporation thermique sous vide. Plus spécialement on étudiera l'onde réfléchie par une lame métallique recevant, sous l'incidence normale, une onde plane monochromatique d'amplitude unité. L'expérience montre qu'il y a peu de lumière diffusée, de sorte que, en première approximation, on peut supposer que l'onde réfléchie est plane. La lame est déposée sur un support transparent (verre ou quartz) et l'onde plane réfléchie par l'une de ses faces, par exemple du côté support est caractérisée par son amplitude complexe $\mathcal{A} = \sqrt{\mathcal{R}}e^{i\varphi} = x + iy$, $\mathcal{R}$ étant le facteur de réflexion et φ la différence de phase à la réflexion. Pour un métal déterminé on peut inscrire dans le plan complexe le point d'affixe $\mathcal{A}$ correspondant à une épaisseur e de la lame. En faisant varier e on obtient une courbe Γ qui représente la variation de $\mathcal{A}$ en fonction de e.

I. Résultats expérimentaux. — On se bornera ici aux lames minces d'argent. On a tracé les courbes $\mathcal{A}$ correspondant aux mesures faites par divers auteurs. Dans tous les cas les épaisseurs mesurées sont des épaisseurs « massiques », c'est-à-dire déterminées par pesée (épaisseur d'une lame continue et homogène ayant pour densité celle de l'argent massif). La figure 1 représente les courbes Γ obtenues à partir des résultats expérimentaux de Rouard [1] (courbe 1, projection cathodique), Faust [2] et Trompette [3] (projections thermiques, courbes 2 et 3). Pour ces trois courbes, les mesures ont été faites dans l'air, à des temps plus ou moins longs après la projection (de quelques minutes à plusieurs heures) ; on voit que les courbes diffèrent beaucoup les unes des autres. D'ailleurs, dès 1946, l'un de nous [4] s'est attaché à étudier l'influence des paramètres qui font varier les propriétés optiques aussi bien qu'électriques des lames minces, notamment la pression des gaz extérieurs qui influence tout particulièrement ces propriétés. Récemment, à notre labora-

toire, on a étudié l'évolution des facteurs de réflexion pour différentes pressions extérieures [5] ; par exemple, pour une lame d'argent de 120 Å sous un vide de l'ordre de 10^{-5} mm de mercure, on a un facteur de réflexion de 44 %. Sous un vide de 5.10^{-3} mm de mercure, le facteur de réflexion passe après évolution à 46 %. Dans l'air et pour cette même lame, 2 h après la projection, le facteur de réflexion tombe à 40 % ; 48 h après la projection il est de 32 %, et 72 h après, il n'est plus que de 30 %.

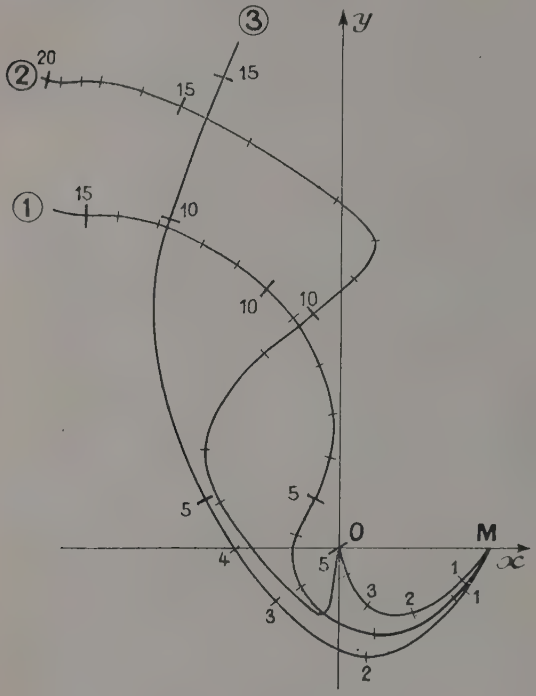


Fig. 1. $\lambda = 5\,780$ Å.

Ces chiffres montrent bien que, si l'on veut des courbes Γ bien définies et stables, il faut faire des mesures sous le meilleur vide possible.

Les premières mesures sous vide permettant de tracer la courbe Γ ont été effectuées au laboratoire. Ces travaux ont été exposés au Colloque International qui s'est tenu à Alger en 1955 [6]. Plus récemment, J. Tortosa a fait des mesures qui confirment les résultats précédents et les étendent jusqu'à des épaisseurs plus importantes.

La figure 2 représente les courbes obtenues à partir de ces mesures (courbe 1, Perrot et David ; courbe 2, Tortosa). Ces mesures sont, à notre connaissance, les seules qui aient été effectuées sous vide.

Après cet aperçu des résultats expérimentaux et avant de se livrer à des interprétations théoriques, il est nécessaire de se faire une idée de la structure des lames minces d'argent. La plupart des auteurs admettent généralement ce qui suit :

a) les lames ayant une épaisseur supérieure à 1 000 Å sont continues ;

b) les lames ayant une épaisseur plus faible (inférieure à 100 Å) sont granulaires ;

c) entre ces deux domaines, les lames sont dites lacunaires.

Quelles sont les preuves directes que l'on peut donner à l'appui de ces hypothèses ? Elles sont visuellement fournies par les images obtenues au microscope électronique. Ces preuves sont peu convaincantes car, d'une part, il est certain que le faisceau électronique fait évoluer la structure des lames et, d'autre part, à notre connaissance les lames sont sorties dans l'air avant d'être étudiées au microscope. Il faut noter que certaines considérations théoriques, en particulier en ce qui concerne la conductibilité des lames métalliques, viennent à l'appui des hypothèses précédentes. Sans perdre de vue ces hypothèses, nous allons essayer d'interpréter théoriquement les résultats expérimentaux.

II. Essai d'interprétation théorique. — Il s'agit d'abord de partir d'un schéma théorique de la structure de la lame et de confronter les résultats du calcul aux résultats expérimentaux. Les schémas possibles peuvent être classés en deux catégories : ceux pour lesquels on suppose que la lame est constituée d'argent pur ayant la structure de l'argent massif (en particulier, la densité est celle du métal massif) et ceux pour lesquels on admet que la lame est constituée par un « complexe » à base métallique. Examinons d'abord la première catégorie.

A) On suppose que la lame est constituée d'argent pur ayant la structure microscopique de l'argent massif.

a) Dans cette hypothèse, le schéma le plus simple que l'on puisse proposer est celui où la lame est continue et homogène. On peut alors trouver l'amplitude complexe réfléchie par la lame, par une méthode classique ; la propagation des champs dans la lame est régie par les équations de Maxwell (onde monochromatique de pulsation ω)

$$\overrightarrow{\mathrm{rot}}\,\vec{E} = -\frac{\mathrm{i}\omega\mu}{\sqrt{\varepsilon_0\,\mu_0\,c^2}}\vec{H}, \qquad \overrightarrow{\mathrm{rot}}\,\vec{H} = 4\pi\,\vec{j} + \frac{\mathrm{i}\omega\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon_0\,\mu_0\,c^2}}\vec{E},$$

auxquelles il faut ajouter les équations traduisant l'interaction de l'onde avec la matière, soit

$$\vec{j} = \sigma\vec{E}, \qquad \sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \mathrm{i}\omega\tau}, \qquad \mu = \mu_0, \qquad \varepsilon = \varepsilon_0,$$

où σ_0 est la conductibilité en courant continu, τ le temps de relaxation des électrons dans le métal, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, ε_0 son pouvoir inducteur spécifique. L'équation de propagation du champ électrique peut alors se mettre sous la forme classique

$$\Delta\vec{E} + \frac{4\pi^2\,n^2}{\lambda^2}\vec{E} = 0,$$

où n est l'indice complexe du métal, $n = \nu - \mathrm{i}\chi$ (ν indice de réfraction, χ indice d'extinction). λ est la longueur d'onde dans le vide. Cette équation nous montre que, dans le métal, les ondes se propagent normalement aux faces de la lame, sont planes et ont une vitesse de phase c/ν : leur amplitude décroît exponentiellement comme exp $(-2\pi\chi z/\lambda)$. Écrivant les équations de rapport aux faces de la lame, on en déduit l'amplitude complexe de l'onde réfléchie. La figure 2 représente d'une part la courbe théorique (3) ainsi obtenue, d'autre part la courbe (2) tracée à partir des résultats expérimentaux de J. Tortosa. On constate

que ces deux courbes sont voisines pour des épaisseurs supérieures à 20 mμ mais que, pour les épaisseurs inférieures, elles diffèrent totalement. En particulier, pour

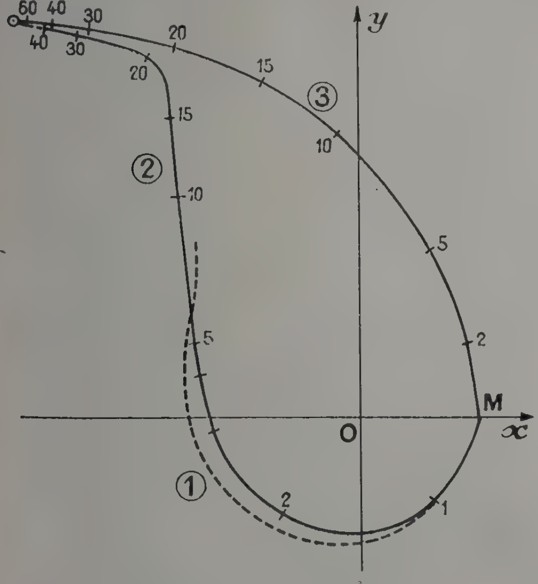


Fig. 2. λ = 5 461 Å.

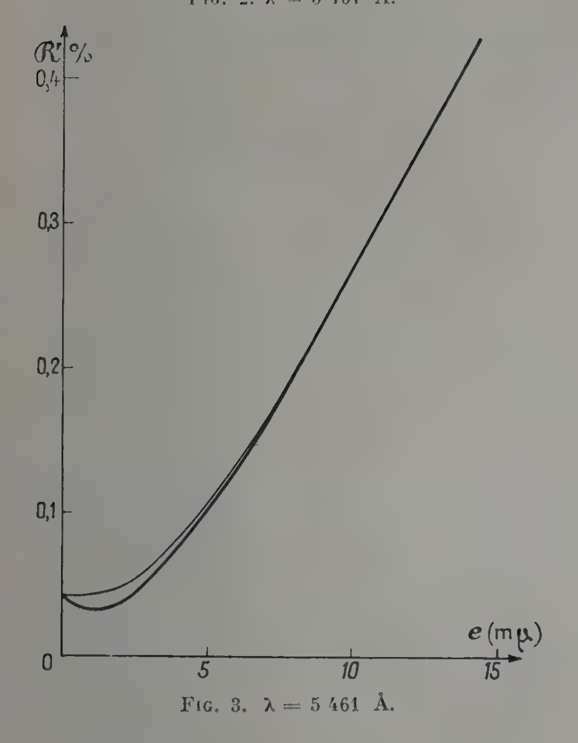


Fig. 3. λ = 5 461 Å.

les faibles épaisseurs la théorie donne des variations de phase lorsqu'on passe de la réflexion vitreuse à la réflexion métallique qui sont des avances, alors que l'expérience fournit des retards. Il faut cependant remarquer que si l'on ne s'intéresse qu'aux facteurs de réflexion, la concordance est bonne pour des épaisseurs inférieures à 15 mμ (*fig.* 3). La théorie précédente explique donc jusqu'à ces épaisseurs, de façon correcte, les variations des facteurs de réflexion, mais donne des résultats inacceptables en ce qui concerne les phases.

On peut faire à la théorie précédente une critique importante, signalée par Thomson à propos de la conductibilité électrique des lames minces continues. On a supposé qu'en chaque point de la lame, la conductibilité σ est celle du métal massif. Or il est bien évident que lorsque la lame a une épaisseur inférieure au libre parcours moyen des électrons, la conductibilité doit être influencée par les chocs électroniques sur les parois de la lame. Il convient donc de chercher une relation plus rigoureuse entre le vecteur courant $\vec{j}$ et le champ électrique $\vec{E}$. En s'appuyant sur la théorie électronique des métaux de Sommerfeld, Fuchs [7], dans le cas d'un champ électrique continu et uniforme dans la lame, a calculé la relation liant $\vec{j}$ et $\vec{E}$ et a ainsi expliqué les écarts importants de la conductibilité. Dans le cas qui nous intéresse (champ électrique sinusoïdal parallèle aux faces de la lame) et dans le cadre de la théorie électronique des métaux, l'un de nous [8] a effectué le calcul du vecteur courant $\vec{j}$ en supposant que les électrons sont diffusés de façon isotrope par les parois de la lame. Le vecteur densité de courant électrique à la côte z est alors fourni par l'équation

$$j(z) = \frac{3}{4}\frac{\sigma_0}{l}\int_0^e E(\xi)\, F(|z - \xi|)\, \mathrm{d}\xi,$$

$$F(z) = \int_1^\infty \frac{u^2 - 1}{u^3}\, \mathrm{e}^{-(1+\mathrm{i}\omega\tau)uz/l}\, \mathrm{d}u\,;$$

e est l'épaisseur de la lame et l le libre parcours moyen des électrons dans le métal massif. L'équation de propagation du champ électrique à l'intérieur de la lame s'écrit alors

$$\frac{\mathrm{d}^2E}{\mathrm{d}z^2} = -\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 E(z) + 4\pi\,\mathrm{i}\omega\mu_0 \frac{3}{4}\frac{\sigma_0}{l}\int_0^e E(\xi)\, F(|z - \xi|)\, \mathrm{d}\xi.$$

Dans le cas particulier où la longueur d'onde fait partie du spectre visible et pour des métaux tels que Ag, Au, Al, Cu, un calcul assez long conduit à la connaissance de l'amplitude complexe réfléchie par la lame [1]. On trouve que cette amplitude est, avec une très bonne approximation, celle que donnait la théorie classique précédente. Remarquons que ce résultat, valable pour une radiation du spectre visible, ne subsiste pas pour une radiation du haut infrarouge ou pour des ondes de fréquence plus faible. En résumé, si on suppose que la lame, continue et homogène, est constituée d'argent pur on ne peut retrouver théoriquement les phases fournies par l'expérience.

On peut perfectionner le schéma précédent en supposant que la lame, toujours constituée d'argent pur, est granulaire, c'est-à-dire formée d'îlots d'argent

[1] Après la publication de ce calcul, nous avons eu connaissance d'un calcul effectué antérieurement par Dingle [10] et qui aboutit aux mêmes équations.

répartis au hasard sur le support, ces îlots ayant toujours des dimensions beaucoup plus petites que la longueur d'onde.

Supposons d'abord que les dimensions transversales d'un îlot soient grandes devant son épaisseur. On peut alors admettre que l'amplitude complexe obtenue sur l'une des bases de l'îlot est la même que pour une lame continue d'argent d'épaisseur identique. Les îlots métalliques et les parties de support nu diffractent la lumière. On peut montrer qu'en superposant toutes ces amplitudes diffractées, l'amplitude complexe de l'onde réfléchie dans la direction normale à la lame peut s'écrire

$$\mathcal{A} = \tau A_1 + (1 - \tau) A_2,$$

où τ est le taux de remplissage (surface occupée par le métal sur 1 cm^2 de la lame), A_1 est l'amplitude complexe qui serait réfléchie par une lame métallique continue ayant pour épaisseur l'épaisseur moyenne e des îlots, A_2 est l'amplitude complexe réfléchie par le support nu. On justifie ainsi un résultat déjà indiqué par Perrot et David.

Ce résultat montre bien que l'on ne pourra pas encore, avec ce schéma, justifier les retards de phase obtenus expérimentalement. Par contre, il est intéressant de noter que l'introduction du paramètre τ permet de ramener la courbe expérimentale des facteurs de réflexion sur la courbe théorique.

Dans le cas où les dimensions transversales d'un îlot sont du même ordre de grandeur que son épaisseur, il faut faire intervenir sa forme géométrique. Ce schéma théorique est certainement difficile à traiter et le calcul reste à faire.

B) La deuxième catégorie de schémas consiste à supposer que la lame est constituée par un complexe provenant de l'interaction entre le métal, le support, les gaz qui y sont occlus et l'atmosphère extérieure. Pour les très faibles épaisseurs, ce complexe devra avoir des propriétés diélectriques (un indice de réfraction fort, un indice d'extinction faible) ; on comprend alors très bien que l'on puisse interpréter des retards de phase importants aux faibles épaisseurs. En effet, supposons que les premières couches de la lame soient constituées d'un diélectrique ayant un fort indice de réfraction, la courbe partira alors vers des retards importants, le facteur de réflexion restant sensiblement celui du support nu. A partir d'une certaine épaisseur (de l'ordre de 10 mμ) on peut supposer que c'est de l'argent pur qui se dépose sur la couche diélectrique ; ceci permet, pour des épaisseurs importantes, de se raccorder à la courbe théorique de l'argent. Malheureusement, on manque à l'heure actuelle de données expérimentales suffisantes pour faire passer cette hypothèse qualitative au stade d'une base de travail théorique. Pour introduire quelques données quantitatives il serait en effet nécessaire de posséder les constantes optiques ν et χ apparentes de la lame pour toutes les épaisseurs et sous vide. C'est ce travail que poursuivent, à l'heure actuelle, les chercheurs du laboratoire.

Il faut signaler que l'hypothèse précédente a déjà été utilisée par certains auteurs. En particulier, Nifontoff [9] a émis l'hypothèse d'un tapis semi-conducteur pour expliquer le mécanisme du passage du courant dans une lame métallique mince.

Conclusions. — En conclusion, on peut dire que dans l'hypothèse où les lames sont constituées d'argent pur, il paraît impossible de justifier les retards de phase importants obtenus expérimentalement ; il est possible que de telles lames soient constituées de granules ayant des dimensions du même ordre de grandeur dans toutes les directions ; il resterait cependant à prouver qu'une telle structure introduit des retards à la réflexion.

Il paraît peut-être plus raisonnable d'admettre qu'il existe sur la lame, tout au moins pour les très faibles épaisseurs, un complexe à base métallique ayant des propriétés diélectriques. Pour réduire au maximum la formation de ce complexe, il paraît donc indispensable de préparer les lames sous les pressions les plus faibles possibles, sur des supports ayant été soigneusement nettoyés et parfaitement dégazés. Des mesures dans ce sens sont d'ailleurs en cours au laboratoire.

[1] Rouard (P.), *Ann. Physique*, 1937, **7**, 291.
[2] Faust (R. C.), *Phil. Mag.*, 1936, **22**, 938.
[3] Trompette (J.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 124.
[4] Perrot (M.) et Arcaix (S.), *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 1139.
[5] Perrot (M.) et Tortosa (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 1347.
[6] Perrot (M.) et David (J. P.), 61e Colloque International du C. N. R. S., Alger, 1955.
[7] Fuchs (K.), *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 1938, **34**, 100.
[8] Dumontet (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 2234.
[9] Nifontoff (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1870.
[10] Dingle (R. D.), *Physica*, 1953, **19**, 1187.

Note relative à la publication des comptes rendus des séances

Afin de faire paraître plus rapidement les comptes rendus des séances de la Société, ceux-ci seront désormais insérés trois fois par an, au lieu de deux, dans les pages réservées à cet effet du *Journal de Physique*. Les manuscrits seront rassemblés, pour envoi à l'imprimeur, aux dates suivantes : 1er avril, 15 juillet et 15 décembre. MM. les Secrétaires de section et auteurs de communications sont invités à tenir compte de ces dates, en particulier pour les séances qui les précéderont immédiatement afin que leur compte rendu ne se trouve pas retardé d'au moins trois mois et demi. Il faudrait aussi que les manuscrits relatifs aux séances de fin d'année scolaire parviennent au plus tard le 15 juillet. Nous rappelons que ces envois doivent être faits à M. Blottiau, Institut d'Optique, 3, boulevard Pasteur, Paris (15e).

Dans le cas où la communication nécessiterait une publication plus rapide que celle qui peut être assurée par les comptes rendus des séances, il y aurait lieu d'en faire parvenir le texte, présenté sous forme d'article ou de lettre à l'éditeur, à M. Langevin, Rédacteur en chef du *Journal de Physique*, et d'informer M. Blottiau de cet envoi.

Le Secrétaire Général,
A. Maréchal.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 2e trim. 1958. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe)

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

SÉANCE DU 15 NOVEMBRE 1957

Présidence de M. Néel.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Benoit (Henri), Agrégé de Physique, Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 5, rue Lefebvre, Paris (15e), présenté par Mlle G. Berthet et M. J. Hervé.

Gradsztajn (Élie), Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 33, rue du Fossé, Maisons-Laffitte (Seine-et-Oise), présenté par MM. R. Bernas et P. Radvanyi.

Perny (Guy), Docteur ès Sciences, École Supérieure de Chimie, 24, quai du Fossé, Mulhouse (Haut-Rhin), présenté par MM. G. Foëx et S. Nikitine.

Phamdông, Boursier du Commissariat à l'Énergie Atomique, Institut du Radium, 11, rue Pierre Curie, Paris (5e), présenté par MM. R. Bernas et P. Radvanyi.

Roux (Jean), Docteur ès Sciences, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Assistant à la Faculté des Sciences de Paris, 74, rue de Strasbourg, Vincennes (Seine), présenté par MM. M. Curie et G. Destriau.

La Communication suivante a été présentée :

Progrès récents dans la théorie du ferromagnétisme ;

par M. N. F. Mott,

Cavendish Professor of Experimental Physics in the University of Cambridge, Former President of the International Union of Physics, Fellow of the Royal Society, Docteur Honoris Causa de l'Université de Paris.

Une discussion est donnée du comportement des électrons responsables du magnétisme des métaux ferromagnétiques. Le conférencier montre qu'il y a une différence essentielle entre les propriétés du fer et du gadolinium d'une part, celles du nickel et du cobalt d'autre part. Pour les premiers, il est suggéré que les électrons magnétiques ne contribuent pas à la conductivité et sont dans des états localisés ; mais pour le nickel et le cobalt le modèle habituel d'une bande partiellement remplie est correct. Des preuves basées sur l'absorption des rayons X et sur les propriétés électriques et magnétiques des alliages sont citées en faveur de cette hypothèse.

SECTION SUD-OUEST
(Bordeaux)

SÉANCE DU 31 OCTOBRE 1957

Le mandat de M. Clastre arrivant à expiration, ce dernier se retire et, après délibération, le bureau de la Section Sud-Ouest de la Société française de Physique est composé comme suit, pour l'année 1957-1958 :
Secrétaire : M. A. Massoulier, Chef de Travaux ;
Secrétaire-adjoint : M. A. Charru, Assistant.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) **1. — Étude de la biréfringence magnétique de l'hydroxyde ferrique colloïdal ;**

par Mlle M.-T. Respaut.

J'ai repris, au laboratoire de M. Servant, certaines expériences de MM. Cotton et Mouton sur l'hydroxyde ferrique colloïdal, en étudiant plus particulièrement la dispersion de la biréfringence magnétique avec la longueur d'onde, qu'ils n'avaient pas mesurée.

On sait que la première observation des phénomènes magnétooptiques est due à Kerr en 1901. En 1902, Majorana découvrait, d'une façon tout à fait indépendante, la biréfringence magnétique dans certaines solutions colloïdales renfermant de l'hydroxyde ferrique et, en particulier, dans un produit pharmaceutique, le fer Bravais de préparation ancienne. Avec le fer Bravais la netteté du phénomène permit des mesures et une étude très soignées.

Schmauss, utilisant aussi le fer Bravais, remarqua que les solutions sur lesquelles Majorana expérimentait, étaient des solutions colloïdales. Il supposa que les particules en suspension dans ces liquides devaient s'orienter sous l'action du champ magnétique.

En 1907, Cotton et Mouton ont complété l'étude du phénomène de biréfringence trouvé par Majorana et ils ont vérifié l'hypothèse de Schmauss de l'orientation des particules dans le champ magnétique [1]. Mais ces auteurs n'avaient pas étudié la dispersion du phénomène.

Méthode expérimentale. — Pour mesurer la biréfringence magnétique j'ai utilisé le dispositif suivant.

La source lumineuse était une lampe à vapeur de zinc-cadmium-mercure, dont j'ai utilisé les radiations rouge 6 438 Å. jaune 5 780 Å, et vert-jaune 5 460 Å.

Les diverses radiations du faisceau lumineux étaient séparées par un monochromateur Bruhat du type à déviation constante.

Le polarimètre était un polarimètre de précision Jobin et Yvon. Le faisceau lumineux traversait successivement :

un glazebrook polariseur dont la section principale était inclinée à 45° sur l'horizontale,

le liquide placé dans le champ d'un électro-aimant dont les lignes de force étaient verticales,

une lame quart d'onde dont les lignes neutres étaient à 45° de l'horizontale,

un analyseur à pénombre constitué par un lippich fixé sur un glazebrook,

une petite lunette permettant d'observer les plages de l'analyseur, tandis qu'un viseur auxiliaire permettait la mesure des rotations de l'analyseur sur un cercle divisé muni de verniers donnant le centième de degré.

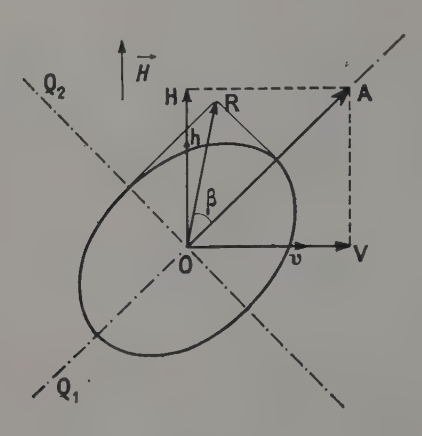


Fig. 1.

S'il y a biréfringence magnétique, les composantes OH et OV (*fig.* 1) de la vibration incidente OA présentent à la sortie du liquide une différence de marche δ. La vibration émergente est une vibration elliptique dont les axes sont à 45° des lignes de force. A la sortie du quart d'onde la vibration OR est rétablie. Cette vibration a tourné d'un angle β par rapport à la vibration OA. De la mesure de β on déduit la grandeur de la biréfringence par la relation

$$n_e - n_o = \frac{\lambda}{l}\frac{\beta}{\pi},$$

où n_e et n_o sont les indices correspondant à OH et OV, λ la longueur d'onde de la vibration et l l'épaisseur du liquide traversé.

Étude du fer Bravais. — Le fer Bravais (produit pharmaceutique) est un liquide très coloré, qui ne laisse passer sous faible épaisseur, 2 mm, que les radiations rouge, jaune et vert-jaune de la lampe à vapeur de zinc-cadmium-mercure. Dès que l'épaisseur augmente, seule la radiation jaune permet les mesures. Celle-ci avait d'ailleurs été la seule utilisée par MM. Cotton et Mouton.

Le fer Bravais contient pour 1 cm³ :

0,050 8 g d'hydrate de fer colloïdal,
0,001 53 g d'hydrate de cuivre colloïdal,
0,001 g d'hydrate de manganèse colloïdal.

L'électro-aimant « symétrique » utilisé donnait un champ, uniforme dans tout le volume occupé par la solution, dont l'intensité pouvait atteindre 19 100 G pour un courant magnétisant de 6,25 A.

J'ai observé la dispersion de la biréfringence pour les trois radiations citées précédemment et, pour une des solutions utilisées, j'ai obtenu les résultats de la figure 2. La biréfringence est d'abord positive pour les

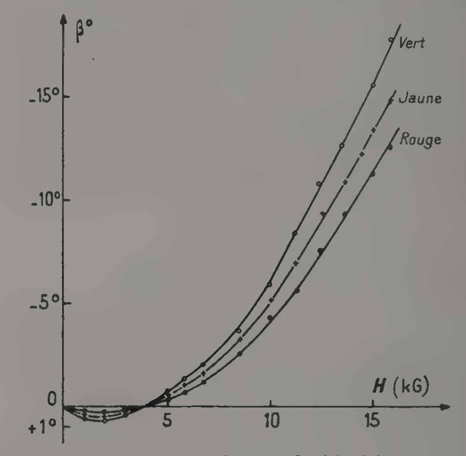


Fig. 2. — Dispersion de la biréfringence.

champs faibles, s'annule pour une certaine valeur du champ (3 450 G), puis devient négative en étant sensiblement proportionnelle au carré du champ.

Diagramme rectiligne de biréfringence. — D'autre part, dans le domaine des champs où j'ai opéré, j'ai vérifié la proportionnalité de la biréfringence à l'épaisseur l du liquide traversé et au carré du champ suivant

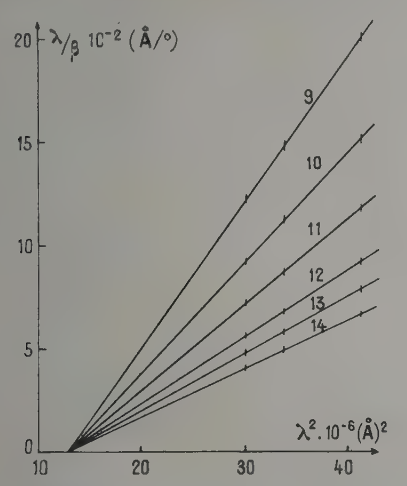
$$\beta = \pi \frac{l}{\lambda}(n_e - n_o) = \pi \, l \, \mathcal{C} \, H^2,$$

où $\mathcal{C}$ est une constante spécifique pour un corps, une température et une longueur d'onde déterminés. Mais $\mathcal{C}$ varie avec la longueur d'onde et on a proposé de nombreuses formules de dispersion.

En particulier M. Servant a proposé [2] la formule

$$\mathcal{C} = \frac{\alpha\lambda}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

Les diagrammes $\lambda/\mathcal{C}$ ou λ/β, λ^2 doivent être rectilignes. C'est ce qui se vérifie ici (*fig.* 3).



Fig, 3. — Diagrammes rectilignes de biréfringence. Les droites sont désignées par la valeur du champ magnétique en kilogauss.

J'ai obtenu $\lambda_1^2 = 12{,}9.10^6$ (Å)^2.

Or la théorie de M. Servant laisse prévoir que l'on doit avoir $\lambda_1^2 \simeq 2{,}4\ \lambda_0^2$, λ_0 étant la bande d'absorption « réduite » de réfractivité intervenant dans la formule

$$\mathcal{R} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\alpha\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}.$$

J'ai donc été amenée à mesurer la dispersion de réfraction des solutions. J'ai employé la méthode du goniomètre et du prisme creux. En traçant les graphiques $\lambda^2/\mathcal{R}$, λ^2 j'ai obtenu des droites donnant (*fig.* 4) $\lambda_0^2 = 1{,}5.10^6$ (Å)^2.

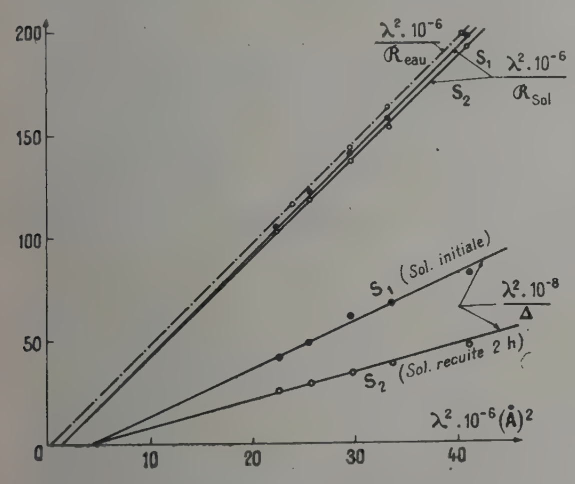


Fig. 4. — Diagrammes rectilignes de réfraction.

Or $\lambda_1^2 = 12{,}9.10^6$ (Å)^2. On est loin de la valeur $2{,}4\ \lambda_0^2$ que laisse prévoir la théorie.

Mais il faut remarquer que l'on a affaire à un mélange eau-colloïde dont les constituants n'interviennent pas de la même façon lorsqu'il s'agit de biréfringence, imputable au colloïde, et de réfraction où les effets de l'eau et du colloïde sont additifs.

Comme la densité des solutions est toujours très voisine de 1, c'est pratiquement la différence

$$\Delta = \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)_{\text{sol}} - \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)_{\text{eau}},$$

proportionnelle à la réfraction du colloïde, qu'il faut faire intervenir. Pour cette différence, le graphique λ^2/Δ, λ^2 est rectiligne (*fig.* 4) avec $\lambda_0^2 = 4{,}9.10^6$ (Å)^2. On trouve donc ici $\lambda_1^2 = 2{,}63\ \lambda_0^2$, en accord satisfaisant avec la théorie.

[1] Cotton (A.) et Mouton (H.), *Ann. Chim. Phys.*, 1907, **2**, 145 ;
Cotton (A.), Œuvres scientifiques, éd. C. N. R. S., Paris, 1956, p. 135.

[2] Servant (R.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 153 ; *Rev. Opt.*, 1951, **30**, 453.

(*) 2. — Réalisation d'une ligne bifilaire pour la mesure des permittivités à 1 000 MHz ;

par M. P. Borderie.

J'ai réalisé au laboratoire de M. Servant une ligne de mesure des permittivités dans la bande des 1 000 MHz. J'ai utilisé une méthode dérivant de la seconde méthode de Drude [1], corrigée par Abadie [2] (pour obtenir l'expression correcte de l'absorption).

1. Principe de la mesure. — La ligne est schématisée par la figure 1. Elle est limitée à chacune de ses

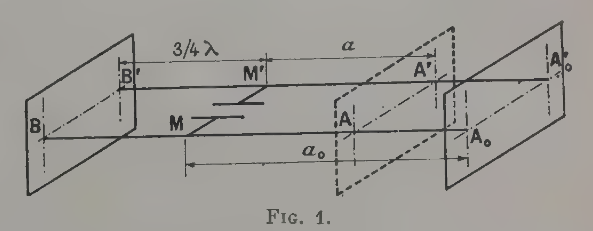


Fig. 1.

extrémités AA′ et BB′ par un plateau réflecteur formant court-circuit. D'après la théorie des lignes, s'il n'y a pas de capacité en MM′, l'amplitude du système d'ondes stationnaires sera maximum absolu lorsque la distance A_0A_0'-BB′ sera k $\lambda/2$, λ étant la longueur d'onde dans l'air. Introduisons en MM′ une capacité contenant une substance de permittivité $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ à 3/4 de longueur d'onde de BB′. L'amplitude maximum du train d'ondes stationnaires, que l'on peut relever au moyen d'une sonde bifilaire réunie à un galvanomètre par un cristal redresseur, sera de nouveau maximum lorsqu'on aura amené le plateau de A_0A_0' en AA′. Du raccourcissement $a_0 - a = a_1$, on déduit la partie réelle ε' de la permittivité, pour les

substances peu ou pas absorbantes, par la relation approchée

$$\delta_0 + \varepsilon' \delta \simeq \operatorname{tg} 2\pi \frac{a_1}{\lambda},$$

où δ_0 et δ sont des constantes dépendant de la ligne de mesure, de la fréquence d'émission et de la cellule utilisée.

En mesurant la déviation maximum α du galvanomètre pour les substances moyennement absorbantes telles que les papiers par exemple, on déduit ε'' de la formule approchée

$$\varepsilon'' \delta \simeq \frac{1}{\sqrt{\alpha/K}} \left(1 + \operatorname{tg}^2 2\pi \frac{a_1}{\lambda}\right);$$

K se déduit de la demi-largeur des pics de résonance, lorsqu'on déplace le réflecteur AA' le long de la ligne.

2. Réalisation pratique de la ligne (*fig.* 2). —

a) *Ligne proprement dite.* — Elle est constituée par des tubes de cuivre rouge de 8 mm de diamètre distants de 20 mm, ces dimensions donnant un rayonnement minimum et permettant de négliger la résistance de rayonnement dans les calculs, comme nous avons pu le vérifier expérimentalement.

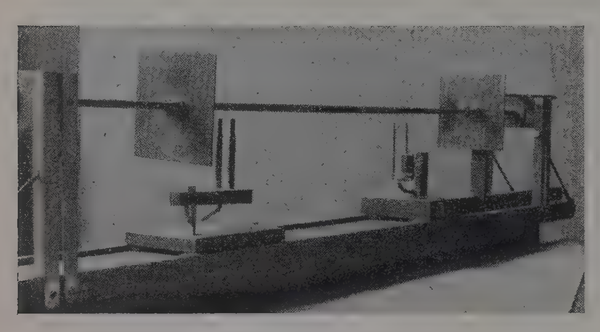


Fig. 2.

Cette ligne est limitée à chaque extrémité par un plateau réflecteur carré de 12 cm de côté, solidaire de deux éléments de tube à jupe fendue, destinés à assurer un bon contact électrique.

b) *Excitation de la ligne.* — Pour avoir un réflecteur à chaque extrémité, je n'ai pas employé de boucle d'excitation, mais j'ai créé à un quart de longueur d'onde du réflecteur BB' un champ électrique inducteur de haute fréquence, au moyen d'une ligne bifilaire quart d'onde, verticale, ouverte à l'extrémité supérieure (*fig.* 2) et court-circuitée à sa partie inférieure.

c) *Sonde réceptrice.* — J'ai utilisé comme sonde un élément de ligne quart d'onde court-circuitée à sa partie inférieure sur un cristal redresseur ; ce dispositif perturbait peu la répartition de l'énergie le long de la ligne et permettait d'enregistrer un système d'ondes stationnaires très sensiblement sinusoïdal, comme le veut la théorie.

d) *Commande du réflecteur* AA'. — Le plateau AA' était commandé par une vis micrométrique qui permettait de noter le raccourcissement de la ligne à mieux de 0,1 mm.

e) *Cellules de mesure.* — Elles sont de deux sortes : les cellules à solide et les cellules à liquide. Les cellules à solide sont formées par deux plateaux circulaires de 13 mm de diamètre enserrant un galet diélectrique de 4,00 ± 0,03 mm d'épaisseur. La cellule était maintenue en place par pression des deux tubes de ligne. Les bras du condensateur étaient très courts et n'introduisaient pas de perturbations.

La cellule à liquide était formée des mêmes plateaux circulaires maintenus écartés par un cylindre creux de téflon. On introduisait, au moyen d'un entonnoir à bec effilé, le liquide à étudier par un trou percé dans le téflon.

f) *Précision obtenue.* — Pour les substances peu absorbantes, la partie réelle ε' de la permittivité est obtenue avec une précision variant entre 0,5 et 1 %.

La partie imaginaire ε'' est obtenue avec une précision de l'ordre de 5 à 10 %.

En conclusion, cette ligne présente les avantages suivants.

Du fait de son rayonnement peu important, l'emploi de formules approchées se justifie (les termes correctifs dus à la résistance de rayonnement étaient inutiles).

D'autre part la mesure ne nécessite que peu de substance.

Enfin la simplicité de sa construction ne demande que peu d'usinage.

[1] Drude (P.), *Ann. Physik* [4], 1902, **8**, 336.
[2] Abadie (P.), Thèse, Paris, 1936.

(*) 3. — Anisotropie diélectrique à 1 000 MHz ;

par M. P. Borderie.

J'ai utilisé la ligne de mesure décrite dans la Communication précédente pour mesurer la biréfringence obtenue avec des papiers empilés, des papiers paraffinés et des particules de graphite orientées dans un champ magnétique et bloquées dans de la paraffine.

1. Papiers empilés. — On retrouve à 1 000 MHz l'anisotropie diélectrique et le dichroïsme déjà signalés au laboratoire pour d'autres domaines d'hyperfréquences [1].

a) *Papier filtre.*
Densité de tassement : 0,70 g/cm³.

Feuilles perpendiculaires au champ électrique :
$\varepsilon' = 1,66, \quad \varepsilon'' = 0,11.$

Feuilles parallèles au champ électrique :
$\varepsilon' = 2,23, \quad \varepsilon'' = 0,8.$

b) *Papier kraft.*
Densité de tassement : 0,80 g/cm³.

Feuilles perpendiculaires au champ électrique :
$\varepsilon' = 1,92, \quad \varepsilon'' = 0,09.$

Feuilles parallèles au champ électrique :
$\varepsilon' = 2,62, \quad \varepsilon'' = 0,3.$

c) *Loi d'entassement des papiers.*

J'ai pu vérifier, sur ces deux sortes de papiers, que la polarisation spécifique restait constante comme nous pouvons le constater dans les tableaux de mesures suivants.

Papier filtre. — Les constantes diélectriques sont celles pour lesquelles les feuilles sont parallèles au champ électrique de haute fréquence, ceci permettant d'obtenir une épaisseur du galet diélectrique indépendante du tassement du papier.

$\varepsilon'_{\parallel}$	densité en g/cm³	$\frac{\varepsilon'_{\parallel} - 1}{\varepsilon'_{\parallel} + 2}\frac{1}{d}$
—	—	—
2,68	0,756	0,48
2,18	0,566	0,50
2,13	0,561	0,49
2,52	0,747	0,46

Papier kraft.

$\varepsilon'_{\parallel}$	densité en g/cm³	$\frac{\varepsilon'_{\parallel} - 1}{\varepsilon'_{\parallel} + 2}\frac{1}{d}$
—	—	—
4,35	0,885	0,60
4,90	0,953	0,59
4,60	0,912	0,60

2. Papiers empilés et imprégnés de paraffine. — De même qu'à 10 000 et 3 000 MHz j'observe encore une anisotropie, suivant que le champ électrique de haute fréquence est parallèle ou perpendiculaire aux feuilles de papier. Par contre, l'absorption est très faible.

Pour du papier filtre imprégné de paraffine (papier plongé dans de la paraffine à 110 °C), j'ai obtenu les résultats suivants :

Feuilles perpendiculaires au champ électrique : $\varepsilon' = 2{,}76$.

Feuilles parallèles au champ électrique : $\varepsilon' = 3{,}15$.

3. Cristaux de graphite orientés dans un champ magnétique et bloqués dans un diélectrique solide (paraffine). — *Mode opératoire.* — Utilisant une technique analogue à celle de Cayrel et Schatzman [2], je mélangeais le graphite à de la paraffine fondue et je coulais le mélange, rendu aussi homogène que possible, dans un moule placé entre les pôles d'un électro-aimant. Le galet diélectrique était ensuite retaillé, de façon que tous les galets aient la même épaisseur (4,00 ± 0,03 mm) et que les résultats demeurent comparables.

J'ai coulé ensuite des galets en l'absence de champ magnétique pour avoir l'indice du mélange graphite-paraffine sans orientation. J'ai pu constater que, pour des galets de coulées différentes, l'indice était le même, aux erreurs d'expérience près. Le mélange devait donc rester suffisamment homogène.

J'ai utilisé deux sortes de graphite : du graphite en paillettes de dimensions comprises entre 0,5 et 1 mm, à raison de 5,15 g pour 100 g de paraffine, et du graphite en poudre du commerce dont les grains, observés au microscope, ne semblaient pas avoir de forme particulière. Leurs dimensions étaient comprises entre 20 et 200 μ et la proportion de graphite était de 8,47 g pour 100 g de paraffine. L'absorption est toujours restée très faible et si j'ai observé une biréfringence, je n'ai pas observé de dichroïsme sensible.

Résultats obtenus. — Pour les deux sortes de graphite j'ai mesuré la permittivité du mélange :

1° lorsque le champ magnétique est parallèle au champ électrique de haute fréquence ;

2° lorsque le champ magnétique est perpendiculaire au champ électrique de haute fréquence ;

3° en l'absence de champ magnétique.

J'ai calculé l'indice dans les trois cas et j'ai pu constater :

1° l'existence d'une biréfringence ;

2° que les indices vérifiaient approximativement la loi

$$n_{\parallel} + 2n_{\perp} = 3n.$$

$\varepsilon_{\parallel}$ ou $n_{\parallel}$ est la permittivité ou l'indice lorsque le champ magnétique est parallèle au champ électrique de haute fréquence ;

$\varepsilon_{\perp}$ ou $n_{\perp}$ est la permittivité ou l'indice lorsque le champ magnétique est perpendiculaire au champ électrique de haute fréquence ;

ε ou n est obtenu sans champ magnétique d'orientation ;

ε_{moy} ou n_{moy} est la permittivité ou l'indice calculé à partir de la mesure de la permittivité de plusieurs galets (pour éliminer les incertitudes dues aux défauts d'homogénéité éventuels) ;

ε_{cal} ou n_{cal} est la permittivité ou l'indice calculé à partir de la relation ci-dessus.

J'ai résumé ci-après les résultats obtenus :

a) *Graphite en paillettes.*

Champ magnétique et champ électrique UHF parallèles :

$$\varepsilon_{\parallel} = 2{,}44, \qquad n_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} = 1{,}56.$$

Champ magnétique et champ électrique perpendiculaires :

$$\varepsilon_{\perp} = 2{,}14, \qquad n_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}} = 1{,}46.$$

Sans champ magnétique d'orientation :

$$\varepsilon_{moy} = 2{,}277, \qquad n_{moy} = \sqrt{\varepsilon_{moy}} = 1{,}505,$$

$$n_{cal} = 1{,}50.$$

b) *Graphite en poudre* (*du commerce*).

Champ magnétique et champ électrique parallèles :

$$\varepsilon_{\parallel} = 2{,}80, \qquad n_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} = 1{,}67.$$

Champ magnétique et champ électrique perpendiculaires :

$$\varepsilon_{\perp} = 2{,}57, \qquad n_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}} = 1{,}60.$$

Sans champ magnétique d'orientation :

$$\varepsilon_{moy} = 2{,}645, \qquad n_{moy} = \sqrt{\varepsilon_{moy}} = 1{,}63,$$

$$n_{cal} = 1{,}625.$$

[1] Servant (R.) et Gougeon (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2318 ; *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 11 S. ; Servant (R.) et Cazayus-Claverie (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 509.

[2] Cayrel (R.), et Schatzman (E.), *Mémoires Soc. royale Sciences Liège* [4], 1954, **15**, 601 ; *Ann. Astrophys.*, 1954, **17**, 555.

SECTION MÉDITERRANÉE
(*Marseille*)

SÉANCE DU 24 JUIN 1957

Présidence de M. P. Rouard.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Présentation d'un ensemble de comptage pour étude de la radioactivité ;

par MM. P. Cotton et Y. Genin.

Il nous a semblé intéressant de mettre au point une manipulation sur la radioactivité, à l'usage des étudiants de Physique générale et du S. P. C. N. L'ensemble, réalisé dans ce but au laboratoire, n'est ni très coûteux ni très délicat. Il permet d'initier les étudiants aux méthodes de comptage, de leur donner un aperçu des difficultés qui peuvent se présenter dans l'exploitation des résultats et de leur faire vérifier quelques lois simples.

L'ensemble de comptage est d'un type classique. Il comporte un tube G. M. basse tension, un numérateur à décades (4 tubes E1T), une minuterie mécanique pour déterminer le temps de comptage et un banc de mesure simplifié. Il a été adapté à l'emploi envisagé (présentation en tiroirs interchangeables pour faciliter le câblage, la mise au point et le dépannage éventuel) et complété par un ensemble de vérification.

A l'aide de cet ensemble les élèves peuvent étudier :

a) le taux de comptage et la répartition statistique des résultats ;

b) la variation de l'intensité du rayonnement γ avec la distance ;

c) les lois de l'absorption du rayonnement γ dans les métaux.

En utilisant comme source une préparation de radium de type médical on obtient des résultats assez satisfaisants, quoique le rayonnement γ complexe donne une loi d'absorption qui n'est pas une fonction exponentielle de l'épaisseur. Il y aurait lieu de remplacer cette source par un radioélément artificiel donnant un rayonnement γ monochromatique.

2. — Sur une représentation classique du corpuscule de Weyssenhoff ;

par M. F. Halbwachs.

L'interprétation causale de la théorie des quanta utilise comme instruments mathématiques essentiels des représentations hydrodynamiques des fonctions d'onde quantiques. Pour représenter la fonction d'onde de Dirac, la plus importante, il faut utiliser un fluide relativiste doté de *rotation interne*. La première expression d'un tel fluide est due à Weyssenhoff [1]. Mais, par son point de départ axiomatique, son modèle est peu propre aux généralisations nécessaires et, en particulier, à l'introduction de *tensions internes* qui semblent indispensables pour aborder le formalisme de Dirac.

MM. Bohm et Vigier [2] ont récemment proposé de constituer de tels fluides au moyen d'un modèle « moléculaire » comportant un grand nombre de *corpuscules tournants*, mais en abandonnant la notion trop simple de « point tournant » sans dimension, familière à la mécanique quantique, mais contradictoire en soi. Comme corpuscule tournant, ils proposent l'image d'une goutte de fluide *classique* et recherchent les éléments géométriques et cinématiques permettant de schématiser une telle goutte.

Des considérations assez compliquées — mais qui n'entrent pas en ligne de compte dans le présent travail — leur permettent de définir un point intrinsèque Y_μ de la goutte appelé *centre de matière*. Soit U_μ sa vitesse unitaire ($\mu = 1, 2, 3, 4$; $U_\mu U_\mu = -c^2$), Σ_0 le référentiel galiléen (*référentiel propre*) par rapport auquel il est immobile à l'instant considéré, τ le temps de ce référentiel (*temps propre*). On sait définir en hydrodynamique relativiste [3] un quadrivecteur *impulsion totale* G_μ qui, en l'absence de forces extérieures, demeure constant dans le temps. En particulier, si on désigne par un point la dérivée par rapport au temps *propre*, on a

$$\dot{G}_\mu = 0. \tag{1}$$

Cette impulsion permet de définir un invariant M_0, la *masse propre d'impulsion*, donnée par

$$M_0^2 c^2 = -G_\mu G_\mu$$

et constante dans le temps, ainsi qu'un autre invariant $\mathfrak{M}_0$, la *masse propre d'inertie*, donnée par $\mathfrak{M}_0 c^2 = -G_\mu U_\mu$. On sait aussi définir le moment cinétique total de la goutte *par rapport au centre de matière*, représenté par un tenseur antisymétrique $S_{\mu\nu}$, appelé *moment angulaire propre*, qui est régi par l'équation

$$\dot{S}_{\mu\nu} = G_\mu U_\nu - G_\nu U_\mu. \tag{2}$$

Considérons maintenant la goutte rapportée au référentiel propre Σ_0. On peut déterminer un nouveau point, le *centre de masses* X_μ, en généralisant la formule classique du barycentre $X_\mu \Sigma m_0^k = \Sigma m_0^k x_\mu^k$, m_0^k étant la masse (relative au référentiel Σ_0) de l'élément de fluide de coordonnées x_μ^k. On démontre alors facilement [2] la formule

$$S_{\mu\nu} U_\nu = \mathfrak{M}_0 c^2 (Y_\mu - X_\mu). \tag{3}$$

Cette formule fait apparaître un cas particulier intéressant, auquel nous nous limiterons ici, celui où *le centre de masses est confondu avec le centre de matière.* On a alors

$$S_{\mu\nu} U_\nu = 0, \tag{4}$$

relation qui, avec les équations (1) et (2), détermine entièrement le mouvement par un formalisme identique à celui de Weyssenhoff. Cette relation traduit le fait que le moment angulaire propre $S_{\mu\nu}$ est entièrement dans l'espace propre. Elle entraîne la constance dans le temps de la masse propre $\mathfrak{M}_0$ [1].

Nous avons montré [4] qu'il était utile de considérer au lieu de $S_{\mu\nu}$ son dual d'espace dans l'espace propre,

qui représente plus précisément le *spin*, et qui s'écrit, sous forme covariante,

$$\sigma_\mu = \frac{i}{2c}\,\varepsilon_{\nu\alpha\beta\mu}\,U_\nu\,S_{\alpha\beta} \tag{5}$$

($\varepsilon_{\nu\alpha\beta\mu} = -1$ ou $+1$ suivant que la permutation $\nu\alpha\beta\mu$ est paire ou impaire), d'où

$$S_{\mu\nu} = \frac{i}{c}\,\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\,U_\alpha\,\sigma_\beta. \tag{6}$$

Le spin σ_μ est orthogonal à U_μ, $\dot{U}_\mu$ et G_μ. Il est constant dans le temps. Son module σ_0 est un nouvel invariant constant dans le temps. Enfin on peut, en projetant G_μ sur l'espace propre, définir une *impulsion transversale* $P_\mu = \mathfrak{M}_0\,U_\mu - G_\mu$, dont le module $c\mu_0 = c\sqrt{\mathfrak{M}_0^2 - M_0^2}$ est également constant. On a

$$P_\mu = \frac{i}{c^3}\,\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\,U_\nu\,\dot{U}_\alpha\,\sigma_\beta = -\frac{1}{c^2}\,S_{\mu\nu}\,\dot{U}_\nu. \tag{7}$$

La relation (6) permet d'écrire, en explicitant les diverses combinaisons des symboles ε,

$$S_{\mu\lambda}\,S_{\mu\nu} = \sigma_0^2\left(\delta_{\lambda\nu} + \frac{U_\lambda\,U_\nu}{c^2}\right) - \sigma_\lambda\,\sigma_\nu \tag{8}$$

($\delta_{\lambda\nu} = 0$ si $\lambda \neq \nu$ et $\delta_{\lambda\nu} = 1$ si $\lambda = \nu$), d'où l'on peut tirer

$$\mu_0^2\,c^2 = P_\mu\,P_\mu = \frac{1}{c^4}\,S_{\mu\lambda}\,S_{\mu\nu}\,\dot{U}_\lambda\,\dot{U}_\nu = \frac{1}{c^2}\,\sigma_0^2\,\dot{U}_\lambda\,\dot{U}_\lambda,$$

ce qui fait apparaître le module γ_0 de l'accélération d'univers $\dot{U}_\mu$ comme un nouvel invariant constant, avec la relation

$$\boxed{\gamma_0\,\sigma_0 = \mu_0\,c^3}. \tag{9}$$

Considérons maintenant un nouveau référentiel Σ_I (*référentiel d'inertie* de Weyssenhoff) orthogonal à l'impulsion G_μ. On peut de nouveau appliquer la formule du barycentre $Z_\mu\,\Sigma m_I^k = \Sigma m_I^k\,x_\mu^k$, les masses m_I^k étant évaluées dans le référentiel Σ_I. On sait [3] que le point Z_μ est en général différent du point X_μ évalué dans le référentiel Σ_0 à cause de la variation relativiste de la masse. Appelons-le *centre de gravité*. Comme Bohm et Vigier l'ont établi, le point Z_μ est immobile dans le référentiel d'inertie. Le calcul par lequel Bohm et Vigier ont établi la formule (3) peut être appliqué au produit $S_{\mu\nu}G_\nu$. Il fait apparaître les coordonnées Z_μ :

$$S_{\mu\nu}\,G_\nu = M_0^2\,c^2(Y_\mu - Z_\mu) = M_0^2\,c^2\,R_\mu,$$

en appelant R_μ le *rayon vecteur relativiste joignant le centre de gravité au centre de matière*. Étudions ce quadrivecteur :

$$M_0^2\,c^2\,R_\mu\,U_\mu = S_{\mu\nu}\,U_\mu\,G_\nu = 0,\ \text{d'où}\ R_\mu\,U_\mu = 0\ ;$$

$$M_0^2\,c^2\,R_\mu\,G_\mu = S_{\mu\nu}\,G_\mu\,G_\nu = 0,\ \text{d'où}\ R_\mu\,G_\mu = 0\ ;$$

$$M_0^2\,c^2\,R_\mu\,\sigma_\mu = \frac{i}{c}\,\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\,U_\alpha\,\sigma_\beta\,\sigma_\mu\,G_\nu = 0,\ \text{d'où}\ R_\mu\,\sigma_\mu = 0.$$

Le rayon vecteur est orthogonal à la *vitesse*, à l'*impulsion* et au *spin*. Dérivons-le par rapport au temps propre :

$$M_0^2\,c^2\,\dot{R}_\mu = \dot{S}_{\mu\nu}\,G_\nu + S_{\mu\nu}\,\dot{G}_\nu = (G_\mu\,U_\nu - G_\nu\,U_\mu)\,G_\nu = -\mathfrak{M}_0\,c^2\,G_\mu + M_0^2\,c^2\,U_\mu,$$

soit

$$\dot{R}_\mu = U_\mu - \frac{\mathfrak{M}_0}{M_0^2}\,G_\mu.$$

Il en résulte que

$$R_\mu\,\dot{R}_\mu = R_\mu\,U_\mu - \frac{\mathfrak{M}_0}{M_0^2}\,R_\mu\,G_\mu = 0\ ;$$

le rayon vecteur est de module constant. Plaçons-nous dans le système d'inertie Σ_I où R_μ est un vecteur d'espace. Le centre de gravité est fixe. Le centre de matière décrit donc dans ce système *un mouvement circulaire autour du centre de gravité*, ce qu'avait entrevu Weyssenhoff. Précisons ce mouvement.

Comme $\sigma_\mu\,G_\mu = 0$ et que $\dot{\sigma}_\mu = 0$, le spin est un vecteur constant de l'espace d'inertie. La relation $R_\mu\,\sigma_\mu = 0$ nous montre que le mouvement circulaire s'effectue *dans un plan orthogonal au spin*.

En introduisant l'impulsion transversale

$$M_0^2\,c^2\,R_\mu = S_{\mu\nu}(\mathfrak{M}_0\,U_\nu - P_\nu) = -S_{\mu\nu}\,P_\nu$$

ou, d'après (7),

$$M_0^2\,c^2\,R_\mu = \frac{1}{c^2}\,S_{\mu\nu}\,S_{\nu\lambda}\,\dot{U}_\lambda,$$

ou, en utilisant (8),

$$M_0^2\,c^4\,R_\mu = \left[-\sigma_0^2\left(\delta_{\mu\lambda} + \frac{U_\mu\,U_\lambda}{c^2}\right) + \sigma_\mu\,\sigma_\lambda\right]\dot{U}_\lambda$$

$$= -\sigma_0^2\,\dot{U}_\mu - \frac{1}{c^2}\,U_\mu\,U_\lambda\,\dot{U}_\lambda + \sigma_\mu\,\sigma_\lambda\,\dot{U}_\lambda = -\sigma_0^2\,\dot{U}_\mu,$$

$$R_\mu = -\frac{\sigma_0^2}{M_0^2\,c^4}\,\dot{U}_\mu. \tag{10}$$

D'où le rayon du cercle

$$R_0 = \sqrt{R_\mu\,R_\mu} = \frac{\sigma_0^2\,\gamma_0}{M_0^2\,c^4},$$

ou, en tenant compte de (9),

$$\boxed{R_0 = \frac{\mu_0\,\sigma_0}{M_0^2\,c}}.$$

Plaçons l'origine du système d'inertie au centre de gravité (qui est immobile). Alors

$$Y_\mu = R_\mu, \qquad U_\mu = \dot{Y}_\mu = \dot{R}_\mu$$

et l'équation (10) devient $\ddot{R}_\mu + \dfrac{M_0^2\,c^4}{\sigma_0^2}\,R_\mu = 0.$

Cette équation s'intègre facilement et fournit la pulsation du mouvement circulaire en fonction du temps propre τ, $\Omega = M_0\,c^2/\sigma_0$, ce qui, en passant au temps t_I du système d'inertie, fournit une vitesse angulaire ω_I avec

$$\Omega\tau = \Omega t_I\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \omega_I\,t_I,$$

v étant la vitesse relative des deux référentiels Σ_0 et Σ_I. Weyssenhoff a montré que

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{M_0}{\mathfrak{M}_0},$$

d'où la vitesse angulaire

$$\omega_I = \Omega\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \qquad \boxed{\omega_I = \frac{M_0^2\ c^2}{\mathfrak{M}_0\,\sigma_0}},$$

résultat déjà donné par Weyssenhoff.

[1] Weyssenhoff (J.), *Acta Physica Polonica*, 1947, **9**, 8.
[2] Bohm (D.) et Vigier (J. P.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1882.
[3] Möller (C. K.), Theory of relativity, Oxford, 1952.
[4] Halbwachs (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 1022 et 1098.

3. — Stabilité des cheminées d'équilibre à étranglement ;

par M. L. Sideriades
Centre National de la Recherche Scientifique, Marseille.

I. Introduction. — On considère le cas d'usines de basse chute et travaillant isolément. La tendance actuelle est de déterminer une section de cheminée d'équilibre inférieure à la section critique de Thoma qui, tout en réalisant une économie de construction, permette l'amortissement des oscillations pour toute variation discontinue de la puissance. Pour réaliser ce but, on peut :

soit essayer de pousser le plus loin possible la résolution de l'équation différentielle régissant les oscillations sans négliger les termes non linéaires ;

soit déterminer des formes de cheminées d'équilibre différant de cylindres, auxquels on substituerait des surfaces de révolution créant un grand amortissement ;

soit façonner la forme de l'étranglement à la base de manière à modifier la loi de perte de charge et à agir d'une manière directe sur la stabilité des oscillations.

A notre connaissance il n'a été encore donné aucune réponse définitive à chacune de ces trois questions. Aussi proposons-nous de donner une solution mathématique, par les méthodes de l'analyse topologique, à la première question.

II. Position du problème. — On suppose (*fig.* 1) une masse d'eau indéfinie à l'amont de la galerie

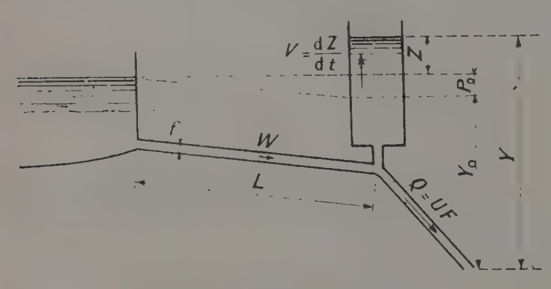


Fig. 1.

d'amenée. Les équations de base du système sont les suivantes :

1) L'action du régulateur à la sortie maintient la puissance constante :

$$Q_0\,Y_0 = Q\,Y. \tag{1}$$

2) L'équation de continuité au nœud hydraulique :

$$fW = F(U + V), \tag{2}$$

ce qui suppose implicitement que la section de la cheminée est égale à celle de la galerie de chute. C'est là une habitude constamment utilisée, mais qui ne constitue pas une nécessité.

3) L'équation des forces vives appliquée au système galerie d'amenée-chambre d'équilibre : la demi-variation des forces vives de l'eau contenue dans la galerie est égale au travail des forces de pression et de frottement. Toutes simplifications faites, on a

$$\frac{L}{g}\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} + Z + \Phi = 0. \tag{3}$$

4) Comme on étudie les oscillations du plan d'eau dans la cheminée, on s'intéresse à Z,

$$V = \frac{\mathrm{d}Z}{\mathrm{d}t}, \tag{4}$$

dont les variations sont déterminées par une équation différentielle du deuxième ordre, non linéaire, d'apparence complexe :

$$\mathrm{R}(\ddot{Z}, \dot{Z}, Z) = 0. \tag{5}$$

III. Résolution topologique. — a) *Hypothèse sans perte de charge, sans frottement.* — On considérera d'abord le cas idéal d'un système hydraulique dénué de tout frottement, de toute perte de charge. Les équations

$$Q_0\,Z_0 = Q(Z_0 + Z), \qquad fW = F(U + V),$$
$$\frac{L}{g}\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} + Z = 0, \qquad V = \frac{\mathrm{d}Z}{\mathrm{d}t}$$

conduisent à l'équation différentielle

$$\frac{\mathrm{d}^2Z}{\mathrm{d}t^2} - \frac{U_0\,Z_0}{(Z_0 + Z)^2}\frac{\mathrm{d}Z}{\mathrm{d}t} + \frac{gf}{LF}Z = 0.$$

Pour passer à des paramètres sans dimension, on divisera par

$$Z^* = W_0\sqrt{Lf/gF}$$

et on posera

$$\frac{Z_0 + Z}{Z^*} = x \qquad \text{et} \qquad x_0 = \frac{Z_0}{Z^*}.$$

L'équation différentielle aux paramètres réduits devient

$$\boxed{\ddot{x} - \frac{\omega_0\,x_0}{x^2}\dot{x} + \omega_1^2(x - x_0) = 0},$$

avec $\omega_1^2 = gf/LF$. C'est l'équation d'un oscillateur de période propre $T = 2\pi\sqrt{LF/gf}$. Les oscillations se développent autour du point $(x = x_0,\ y = 0)$, qui est un foyer répulsif, car la somme des valeurs propres en ce point est toujours positive, $\sigma = \omega_0\,x > 0$.

En conséquence, avec un système idéal, il est impossible d'obtenir un amortissement des oscillations.

b) *Hypothèse du frottement dans la galerie d'amenée.* — Supposons maintenant qu'il existe un frottement dans la galerie d'amenée se traduisant par une perte de charge P_0 dans la chambre d'équilibre en régime permanent. On a

$$\Phi = P_0' W^2 = \frac{P_0}{W_0^2} W^2 \quad \text{et} \quad p_0 = \frac{P_0}{Z^*}.$$

L'équation différentielle des oscillations devient, tous calculs faits,

$$\boxed{\ddot{x} - \frac{\omega_0 x_0}{x^2}\dot{x} + \omega_0^2(x - x_0) + \left[p_0 \dot{x}^2 + 2p_0 \frac{\omega_0 x_0}{x}\dot{x} + p_0\left(\frac{\omega_0 x_0}{x}\right)^2 - \omega_0^2 p_0\right] = 0}.$$

Topologiquement, les oscillations sont amorties si

$$\sigma = -\omega_0 x_0 (2p_0 x_0 - 1) < 0,$$

soit encore

$$\boxed{2p_0 x_0 > 1}.$$

C'est la *condition de Thoma* que l'on trouve à ce stade des hypothèses. Explicitement, cette condition se traduit par $F > W_0^2 Lf/2gP_0 Y_0$, qui est une inégalité bien connue.

c) *Hypothèse avec perte de charge dans l'étranglement.* — Supposons enfin une perte de charge dans l'étranglement se traduisant par $\Phi = P + R$.

Supposons d'abord que la perte de charge soit linéaire :

$$R = R_0' V = \frac{R_0}{W_0} V \quad \text{ou} \quad r = R_0' = r_0 \frac{Z^*}{W_0}.$$

L'équation différentielle des oscillations devient

$$\boxed{[(x + r\dot{x})^2 - \omega_0 x_0 r]\ddot{x} + \omega_0^2 (x + r\dot{x})^2 \times (x - x_0 - p_0 + r\dot{x}) + p_0[\omega_0 x_0 + \dot{x}(x + r\dot{x}) - \omega_0 x_0 \dot{x}] = 0}$$

Pour une telle équation,

$$\sigma = \omega_0 x_0 [\omega_0 r (2p_0 - x_0) - 2p_0 x_0 + 1].$$

La condition d'oscillations stables se traduit donc par

$$2p_0 x_0 > 1 - \omega_0 r (x_0 - 2p_0),$$

soit encore, en posant $\omega_0 r = r_0 / / F = \rho_0$,

$$\boxed{(2p_0 + \rho_0)(x_0 - \rho_0) \geqslant 1 - \rho_0^2}.$$

Cette condition constitue une généralisation de la condition de Thoma. Car elle est, en fait, valable quelle que soit la loi de perte de charge dans l'étranglement. En effet, supposons que

$$R = R_0' \varphi(\dot{x}),$$

φ étant une fonction de $\dot{x}$, non nécessairement quadratique. On a alors

$$\sigma = \omega_0^2 r \left(\frac{d\varphi}{d\dot{x}}\right)_0 [r\varphi(0) + r_0][2p_0 - x_0 - 3r\varphi(0)] + \omega_0 x_0 \{1 - 2p_0[x_0 + r\varphi(0)]\}.$$

Or, il n'y a pas de perte de charge pour une vitesse nulle (absence d'écoulement). Donc $\varphi(0) = 0$. Il reste donc

$$\sigma = \omega_0 x_0 \left[\omega_0 r \left(\frac{d\varphi}{d\dot{x}}\right)_0 (2p_0 - x_0) - 2p_0 x_0 + 1\right].$$

Théorème. — La condition de stabilité dépend essentiellement de la loi de perte de charge *à l'origine* et non de la courbe $R(\dot{x})$.

Comme en pratique, cette loi est quadratique (parabolique), avec $d\varphi/d\dot{x} \sim 0$, ce résultat montre l'importance de la condition de Thoma qui est universellement adoptée comme première approximation. Mais il n'est pas interdit de façonner des étranglements tels que $d\varphi/d\dot{x}$ soit positif et même $d\varphi/d\dot{x} > 1$. Nous proposons une loi de la forme

$$\varphi = \dot{x}(1 + \alpha\dot{x}^2),$$

qui a l'avantage de changer de signe avec $\dot{x}$.

Enfin, en explicitant la condition de Thoma généralisée, on trouve la nouvelle section F critique par

$$\boxed{F \geqslant \frac{W_0^2 Lf}{2 Y_0 P_0 g} - R_0' \frac{W_0 f}{2 Y_0 P_0}(Y_0 - 2P_0)},$$

section qui est bien inférieure à celle de Thoma.

Exemple. — A titre illustratif, on a traité sur la

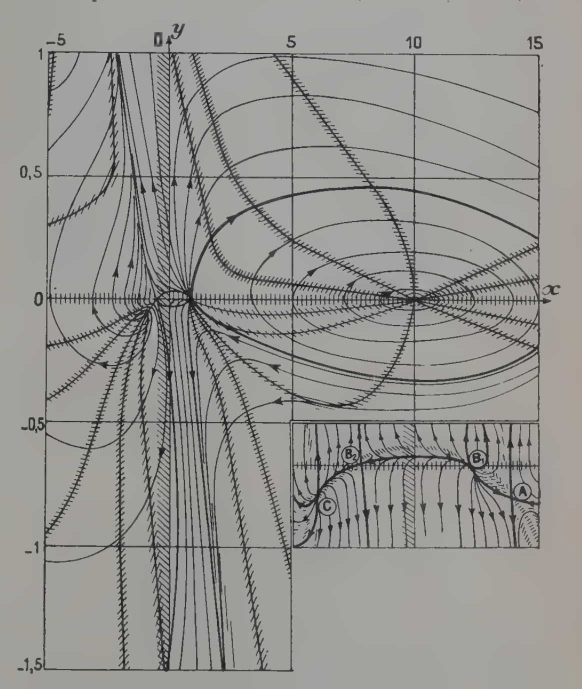


FIG. 2. — Résolution graphique du système $\frac{dx}{X} = -\frac{dy}{Y} = dt$,

$X \equiv [(x + 1{,}34\, y)^2 - 0{,}6]\, y,$

$Y \equiv 10^{-2}\{0{,}2(x + 1{,}34\, y)^2 (x + 1{,}34\, y - 10{,}02) + 2[0{,}45 + (x + 1{,}34\, y)\, y]^2 - 45\, y\}.$

figure 2 la résolution graphique d'un système répondant aux valeurs suivantes :

$Q_0 = 100$ m³/s, $F = 100$ m², $f = 20$ m, $L = 980$ m,

$Y_0 = 223$ m, $P_0 = 0{,}45$ m, $R_0 = 6{,}6$ m,

ce qui fournit $\omega_0 = 4{,}47.10^{-2}$ ou $T = 140$ s,

$Z^* = 22{,}35$, $x_0 = 10$, $p_0 = 0{,}02$, $r = 1{,}34$ $(r_0 = 0{,}3)$.

Les valeurs ont été choisies de manière que le point singulier ($x = 10$, $y = 0$) soit un *centre*. Un agrandissement du voisinage de l'origine montre en outre la présence de 2 cols et 2 nœuds pour le système complet. Seule la région $x > 0$ est en fait valable.

Conclusion. — Les quelques résultats obtenus montrent que

du point de vue de la *stabilité* des oscillations, l'étude du nœud hydraulique et des pertes de charge qu'il entraîne est prépondérante ;

du point de vue de la forme des oscillations, il convient d'étudier plus particulièrement la forme des surfaces de cheminées donnant un grand amortissement.

Enfin, les méthodes de l'analyse topologique permettent d'entrevoir une solution rapide et élégante d'autres problèmes analogues à celui que nous venons de traiter, en particulier celui du fonctionnement de plusieurs usines à puissance totale constante, qui est d'une brûlante actualité.

Escande (L.), Nouveaux compléments d'hydraulique. Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air, nos 280, 1953 et 302, 1955.

Gerber (S.), Étude théorique et expérimentale de la stabilité des chambres d'équilibre situées en aval d'une galerie en charge alimentée par un canal à écoulement libre. Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air, nº 320, 1956.

SÉANCE DU 14 MARS 1958

Présidence de M. Fehrenbach.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Limite entre la polygonisation et la recristallisation ;

par M. H. Latière,

Docteur ès Sciences, Chargé de Recherches,
Laboratoire de Rayons X
du Centre de Recherches Scientifiques,
Industrielles et Maritimes de Marseille.

On examine aux rayons X des éprouvettes minces d'aluminium très pur à l'aide de la « chambre à deux films ». On montre que dans certains cas l'état final d'une polygonisation ne serait que le regroupement d'un grand nombre de sous-blocs appartenant à des grains initiaux écrouis différents.

1. *Définitions des divers modes de recristallisation.* Nous adopterons les définitions de Crussard [1].

a) A partir d'une matrice suffisamment écrouie, des germes se forment et se développent jusqu'à ce que les grains nouveaux aient absorbé l'ensemble de l'éprouvette. C'est ce que nous appellerons la *recristallisation primaire*. En continuant le recuit, on assiste à la *croissance du grain*, certains grains se développant au détriment d'autres.

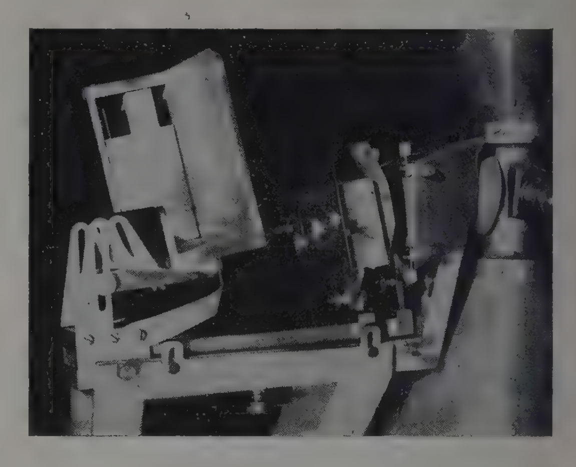


Fig. 1. — Chambre à deux films.

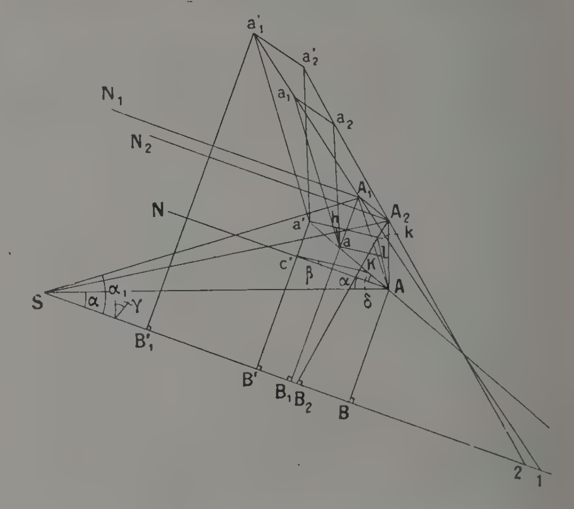


Fig. 2. — Principe de la chambre.

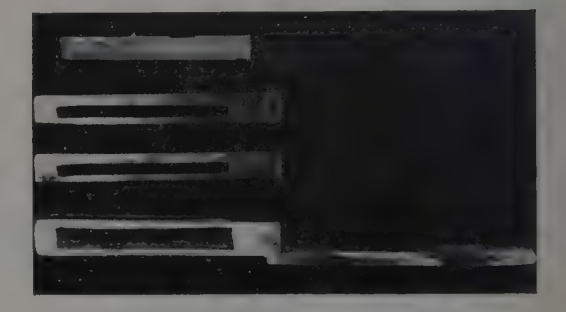


Fig. 3. — Éprouvette et supports.

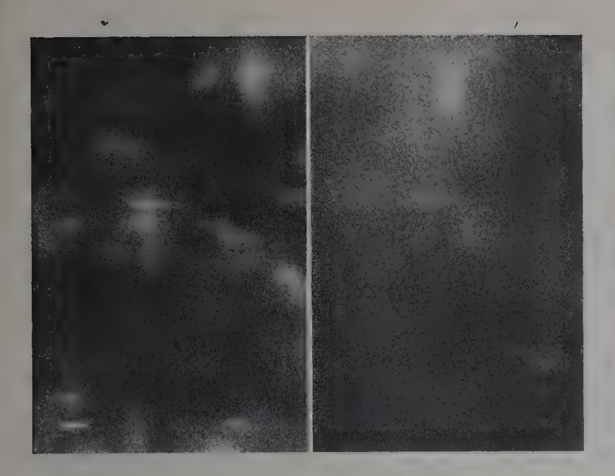


Fig. 4. — État recuit. Fig. 5. — État écroui.



Fig. 6.
Recuit de 15 mn.

Fig. 7. — Nouveau recuit
de 15 mn.

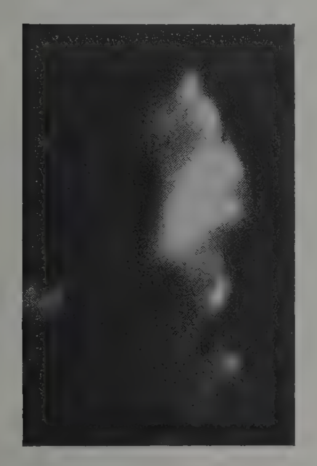


Fig. 8. — Recuit final de 80 h.

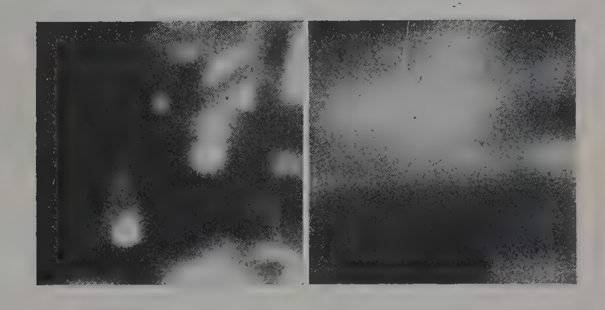
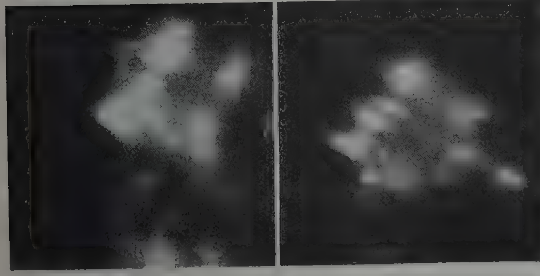


Fig. 9. — État recuit. Fig. 10. — État écroui.



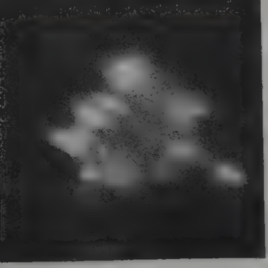


Fig. 11.
Recuit de 15 mn.

Fig. 12.
Nouveau recuit de 15 mn.

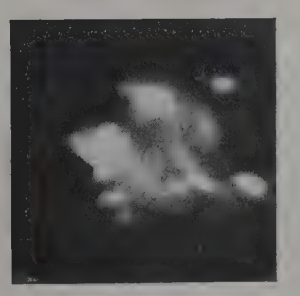


Fig. 13. — Recuit final de 80 h.

b) Si l'écrouissage est plus faible on peut assister à une recristallisation sur place : *recristallisation « in situ »* ou polygonisation. En continuant le recuit on peut assister aussi à la croissance des sous-blocs comme l'a montré Guinier [2]. L'état polygonisé peut être obtenu de diverses façons [3].

2. *But de la présente étude.* — Nous avons cherché à savoir quelle est la limite de la croissance des sous-blocs. Le développement des sous-grains ne serait-il pas, en employant le terme de Lacombe [4], un « passage » entre l'état écroui et l'état recristallisé dans le cas particulier que nous avons constaté où plusieurs grains écrouis, d'orientations proches, se comportent au recuit comme un seul monocristal écroui ?

3. *Appareillage utilisé.* — Nous avons employé la chambre à deux films par transmission [1] (*fig.* 1), qui a été présentée dans notre Thèse, dont le principe [5] est très simple : l'enveloppe des droites qui joignent les points singuliers des contours des taches a', a'_1, a'_2 et a, a_1, a_2 sur deux films parallèles coupe la surface de l'éprouvette suivant le contour du grain A, A_1, A_2 (*fig.* 2). Les orientations des cristaux ont été déterminées à l'aide du stéréographe [7].

4. *Éprouvettes utilisées.* — Suivant l'idée de M. Michaud, nous avons cherché à obtenir des éprouvettes très minces (0,01 mm d'épaisseur) afin d'atteindre le phénomène unique et non plus la somme des processus observés généralement dans les couches successives des éprouvettes couramment utilisées.

5. *Mode opératoire.* — Des éprouvettes d'aluminium, de pureté 99,99 %, ont été laminées et amincies chimiquement à ébullition dans un bain contenant 90 % d'acide phosphorique, 5 % d'acide sulfurique et 5 % d'acide nitrique. Elles ont été recuites dans la platine chauffante, soutenues par les accessoires que l'on voit sur la figure 3.

6. *Résultats expérimentaux.* — Une éprouvette recuite donne un diagramme tel qu'il est présenté par la figure 4. Par écrouissages les taches correspondant à des grains ont été étalées et se rejoignent (*fig.* 5). Un recuit de 15 mn condense les taches en une seule tache discontinue plus intense (*fig.* 6) ; un nouveau recuit de 15 mn précise les discontinuités (*fig.* 7).

Le recuit final de 80 h (*fig.* 8) les sépare si nettement qu'on pourrait confondre la tache discontinue avec plusieurs taches séparées.

Même processus dans la série des figures 9 à 13.

7. *Discussion des résultats.* — L'écrouissage a pour conséquence d'étaler les taches, de briser les grains en sous-grains dont l'orientation conserve un rapport étroit avec l'orientation des grains initiaux, ce qui est en accord avec les résultats de M. Michaud obtenus au cours d'un important travail sur la déformation plastique des cristaux [8].

Tout se passe comme si l'ensemble des grains voisins d'orientations proches se brisait en sous-grains de façon à ne former qu'un seul monocristal composé de sous-blocs.

[1] Au cours de la présente étude on a confectionné la platine chauffante (*fig.* 1) permettant la prise de diagrammes par transmission.

Par recuit, les sous-blocs se développent et deviennent apparents. En continuant le recuit, leur nombre diminue, leurs écarts angulaires augmentent, on assiste à la croissance des sous-blocs. Nous étudierons ultérieurement la structure de chaque sous-bloc en utilisant un pinceau très fin de rayons X et la méthode de rotation du cristal autour d'un axe de zone de M. le Directeur Canac [9]. Nous essaierons aussi d'examiner le rôle des dislocations et des lacunes, que l'on pourrait introduire par trempe [10], dans ce développement.

En fin de recuit, les écarts angulaires entre les sous-grains sont si grands qu'on n'a plus un état polygonisé, mais un véritable état recristallisé.

8. *Conclusions.* — *a*) On a montré dans cette étude qu'il peut se produire une polygonisation d'un groupe de cristaux tout comme elle se produit pour un monocristal.

b) En fin de croissance des sous-blocs, on a de véritables grains.

c) La limite de polygonisation est donc, dans certains cas, un état recristallisé.

9. *Remarques.* — Ces résultats sont en accord avec ceux de Christian de Beaulieu [11] qui a montré l'antagonisme entre la recristallisation et la polygonisation. En effet, à partir du moment où l'état structural a été polygonisé, l'orientation d'ensemble n'a pas changé ; il n'y a donc pas eu recristallisation.

[1] Crussard (C.), *Met. Cor. Ind.*, 1953, **330**, 53.
[2] Guinier (A.) et Tennevin (J.), Note technique O. N. E. R. A., n° 2/863M, février 1949.
[3] Latière (H. J.) et Michaud (R.), *Revue Métallurgie*, 1955, **52**, 912.
[4] Lacombe (P.) et Mouflard (M.), *Met. Cor. Ind.*, 1953, **340**, 480.
[5] Latière (H. J.), Thèse, Marseille, 1956.
[6] Latière (H. J.) et Michaud (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 385.
[7] Latière (H. J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1237.
[8] Michaud (R.), Thèse, Marseille, 1949, p. 15.
[9] Canac (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1914, **159**, 405.
[10] Latière (H. J.), *Revue Métallurgie*, 1958, **55**, 145.
[11] De Beaulieu (C.), *Acta Métal.*, 1956, **4**, 100.

2. — Stabilité de deux cheminées d'équilibre couplées, sans pertes d'insertion ;

par M. L. Sideriades,

Docteur ès Sciences.

En utilisant un raisonnement développé dans une précédente Note [1], il est possible, moyennant certaines hypothèses supplémentaires résultant du couplage, d'étudier le problème d'une usine fonctionnant avec deux installations hydrauliques en parallèle. Les conditions de stabilité s'expriment sous forme d'un régionnement simple dans le plan des inverses des sections des cheminées.

1. *Étude préliminaire du circuit dérivation.* — Soit un embranchement tel que celui indiqué sur la figure 1. On désigne par $\varphi_1 U_1$, $\varphi_2 U_2$ les débits à l'entrée et par φU le débit dans le « parcours de mélange » délimité par ab. Il est aisé d'évaluer la perte de charge totale π

due au mélange dans la dérivation sous une forme généralisée du théorème de Borda, soit

$$\pi = \frac{\varpi}{2g}\,[\varphi_1 U_1 (U - U_1)^2 + \varphi_2 U_2 (U - U_2)^2].$$

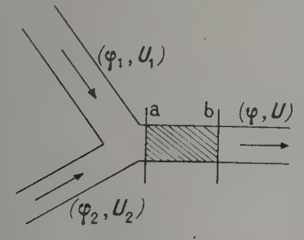


Fig. 1.

Ce résultat n'a d'intérêt pratique que si le système (réalisation de la tuyauterie) travaille dans les conditions optima où la perte de charge est minimum. Dans ce cas, les trois vitesses U_1, U_2, U sont liées par la relation

$$U\,\Sigma(\varphi_i\, U_i) = \Sigma(\varphi_i\, U_i^2). \qquad (1)$$

Cette relation montre qu'à perte de charge minimum, la variation de la quantité de mouvement entre a et b est nulle ; la valeur de U rendant la perte minimum est donc aussi celle qui annule la variation de pression entre a et b.

Dans l'application aux cheminées d'équilibre, on fera donc cette hypothèse et on adjoindra à la relation précédente l'équation de continuité

$$\Sigma(\varphi_i\, U_i) = \varphi\, U. \qquad (2)$$

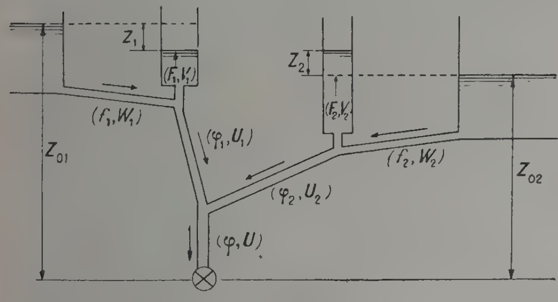


Fig. 2.

2. *Position du problème.* — Le schéma de l'installation étudiée est représenté sur la figure 2 qui explicite les notations utilisées. Les équations générales du système sont les suivantes :

$$\begin{cases} f_i\, W_i = F_i\, V_i + \varphi_i\, U_i, & (3) \\ \dfrac{L_i}{g}\,\dot{W}_i + h_i = 0, & (4) \\ h_i = Z_i + P'_{0i}\, W_i^2 + \psi_i(V_i), & (5) \\ V_i = \dot{Z}_i, & (6) \\ \Sigma\varphi_i\, U_i(h_i + Z_{0i}) = K, & (7) \end{cases}$$

auxquelles s'ajoutent évidemment les équations (1) et (2).

L'équation (7) exprime, compte tenu de (1), la puissance « effective » totale du système.

3. *Résolution.* — On suppose, dans cette étude, qu'il n'y a pas de pertes d'insertion. Donc $\psi = 0$. Il est alors commode de résoudre le système par rapport aux vitesses W_i dans les galeries d'amenée. En posant

$$x = W_1, \qquad W = Z_{01} - \frac{L_1}{g}u + \lambda\left(Z_{02} - \frac{L_2}{g}v\right),$$

$$y = W_2, \qquad \lambda = \frac{\varphi_1\,\varphi_2 \pm \sqrt{\Delta}}{\varphi_2(\varphi - \varphi_1)},$$

$$u = \dot{W}_1, \qquad \Delta = \varphi_1\varphi_2\varphi(\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi),$$

$$v = \dot{W}_2,$$

on obtient le système suivant des équations différentielles :

$$\frac{dx}{uW} = \frac{dy}{vW} = \frac{F_1\,L_1\,du}{gA} = \frac{\lambda\,F_2\,L_2\,dv}{gB} = \frac{dt}{W},$$

avec

$$A = K - Wx(f_1 + 2P'_{01}\,F_1\,u),$$

$$B = K - \lambda Wy(f_2 + 2P'_{02}\,F_2\,v).$$

L'étude topologique dans l'hyperespace (x, y, u, v) met en évidence l'existence de deux points singuliers (deux valeurs de λ) correspondant aux deux positions d'équilibre stable du système, de coordonnées :

$$u = 0, \quad x = K(f_1\,Z_0^*)^{-1},$$

$$v = 0, \quad y = K(\lambda\,f_2\,Z_0^*)^{-1}, \qquad \text{avec} \qquad Z_0^* = Z_{01} + \lambda Z_{02}.$$

L'équation aux valeurs propres d'un tel système est du quatrième degré :

$$S^4 - \sigma\,S^3 + \pi_2\,S^2 - \pi_3\,S + \pi = 0.$$

Les conditions de Hurwitz déterminant la stabilité totale sont au nombre de six. Il est facile de montrer que, pour le cas qui nous occupe, deux d'entre elles seulement sont limitatives :

$$\pi_3 < 0 \quad \text{et} \quad (\pi_2\,\sigma - \pi_3)\,\pi_3 - \pi\sigma^2 > 0.$$

Ces conditions sont relativement aisées à traduire dans le plan des inverses des sections des cheminées ($x = 1/F_1$, $y = 1/F_2$).

La première condition définit un certain régionnement délimité par l'hyperbole équilatère suivante :

$$axy - bx - cy < 0,$$

avec

$$a = \frac{f_2\,L_1 + f_1\,L_2}{2gZ_0^*}, \qquad b = f_1\,L_2\,\overline{P}'_{01}, \qquad c = f_2\,L_1\,\overline{P}'_{02}$$

et

$$\overline{P}'_{01} = \frac{P'_{01}}{L_1\,f_1}, \qquad \overline{P}'_{02} = \frac{P'_{02}}{\lambda\,L_2\,f_2}.$$

La deuxième condition fait intervenir la courbe du quatrième degré :

$$(x - 2gZ_0^*\,\overline{P}'_{01})\,(y - 2gZ_0^*\,\overline{P}'_{02})\left(\frac{f_1}{L_1}x - \frac{f_2}{L_2}y\right)^2 +$$

$$+ 16g^3\,K^2\,\overline{P}'_{01}\,\overline{P}'_{02}(\overline{P}'_{01} + \overline{P}'_{02})\left(\frac{\overline{P}'_{02}}{L_1}f_1\,x + \frac{\overline{P}'_{01}}{L_2}f_2\,y\right) > 0.$$

L'expression de cette dernière condition suppose que

$$\left(\frac{K^2}{Z_0^{*\,3}}\,\frac{P_0'}{\lambda L f}\right) \simeq \left(\frac{P_0}{\lambda Z_0^*}\,\frac{\varphi}{L}\right)$$

est négligeable devant (f/L).

4. *Résultats.* — *a*) Dans un tel plan, le système est totalement stable si les $1/F_i$ sont intérieurs au contour d'un pentagone curviligne déterminé par les quatre conditions correspondant aux deux valeurs de λ, tel que celui indiqué sur la figure 3. La transformation

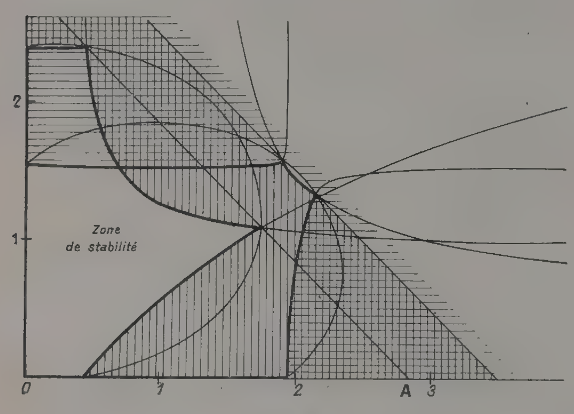


Fig. 3.

faisant passer au plan des F_i fait apparaître les solutions possibles (valeurs minima des F_i) comme étant réparties sur le segment AB déterminé par l'hyperbole équilatère (*fig.* 4)

$$2gZ_0^*\left(\frac{\bar{P}_{01}'}{L_1 f_1} + \frac{P_{02}'}{\lambda L_2 f_2}\right) F_1 F_2 = F_1 + F_2$$

sur la droite

$$2gZ_0^*\left(\frac{f_2}{f_1}\,\bar{P}_{01}'\,F_1 + \frac{f_1}{\lambda f_2}\,P_{02}' F_2\right) = f_2 L_1 + f_1 L_2.$$

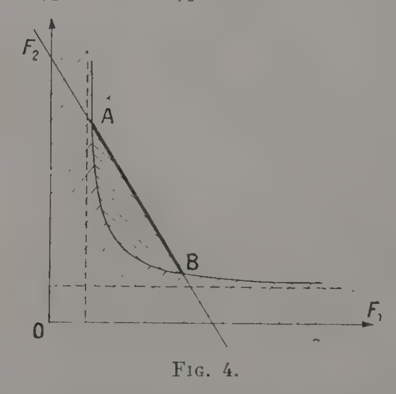


Fig. 4.

b) La stabilité est d'autant plus faible (valeurs maxima des F_i) que φ est plus faible. Elle est maximum pour $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$. La relation donnant les F_i minima devient alors

$$\Sigma\,\frac{P_{0i}}{W_{0i}^2 f_i^2}\,\varphi_i F_i = \Sigma\,\frac{L_i}{f_i}\left[2g\,\Sigma\left(\frac{Z_{0i}}{\varphi_i}\right)\right]^{-1}.$$

Si on pose

$$\Sigma\rho(\varphi_i, F_i, W_i, \ldots) = \rho(\varphi_i^*, F_i^*, W_i^*, \ldots),$$

on retrouve la forme de la condition de Thoma

$$F^* = W_0^{*\,2} L^* f^* / 2gP_0^* Z_0^*.$$

c) Comparativement au cas d'une seule cheminée, le couplage permet de réduire notablement les sections des cheminées, dans un rapport bien plus grand en tous cas que ne le fait un étranglement à la base.

En appliquant les résultats de l'étude théorique à la Chute de Valabres (E. D. F.-Alpes 3), on trouve pour les sections F_1 du côté Tinée et F_2 du côté Mollières :

$$F_1 = 1{,}74\ \text{m}^2, \qquad F_2 = 0{,}43\ \text{m}^2,$$

alors que les ingénieurs de l'E. D. F. ont adopté

$$F_1 = 136\ \text{m}^2, \qquad F_2 = 6{,}10\ \text{m}^2.$$

Cette différence, énorme pour F_1, provient des deux faits corrélatifs suivants :

il n'existe pas à l'heure actuelle, à notre connaissance, de méthode de calcul publiquement connue pour la détermination des cheminées couplées ;

par voie de conséquence, on préfère se prémunir d'une grande sécurité et prendre une grande chambre d'expansion de manière à éviter à tout prix une entrée d'air dans les galeries forcées qui entraînerait évidemment de fâcheuses perturbations.

Ainsi donc, le problème de la stabilité apparaît en définitive comme secondaire devant un autre problème d'un caractère plus impératif qui est celui du contrôle des oscillations prenant naissance après chaque manœuvre de vannage. Nous avons entrepris cette deuxième étude et les résultats partiels que nous avons obtenus montrent qu'effectivement la stabilité sans oscillations (ou avec des oscillations très amorties) exige des sections de cheminées d'équilibre bien plus grandes que celles que l'on a l'habitude de déterminer pour satisfaire uniquement à la stabilité inconditionnelle.

[1] Sideriades (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1884.

SECTION SUD-EST
(*Grenoble*)

SÉANCE DU 27 MARS 1957

1. — Les chaleurs spécifiques des supraconducteurs Al, Sn et V au-dessous de 1 °K ;

par M. B. B. Goodman,

Westinghouse Research Laboratories,
Pittsburgh Pa, U. S. A.
et
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

La Communication qu'a présentée M. Goodman fait

l'objet d'une note qui paraîtra prochainement aux *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences.*

(*) **2. — Le courant magnétique ;**

par M. R. Reulos.

Un anneau de ferrite de section rectangulaire est aimanté parallèlement à son axe et tourne autour de celui-ci (*fig.* 1). On observe un champ électrique, que

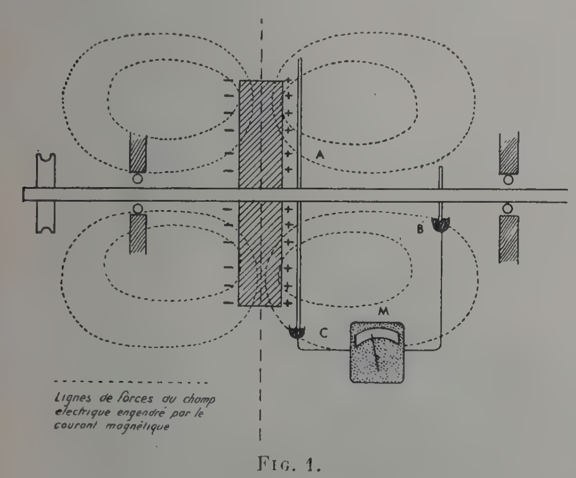


Fig. 1.

l'on décèle par la force électromotrice qu'il développe le long du circuit ouvert ABC, lequel comporte une partie de l'axe AB, un contact glissant B et un fil conducteur BC sur lequel est intercalé un galvanomètre M. Le circuit est fermé par un disque de cuivre lié à l'anneau, grâce à un contact glissant C placé à la périphérie du disque. Ce conducteur n'est le siège d'aucune force électromotrice parce qu'il est lié à l'aimant. Cette expérience est la réplique de celle d'Eichenwald, qui observait le champ magnétique produit par la rotation d'un anneau polarisé électriquement. La théorie est la même : le tenseur des polarisations se transforme sous l'effet de la vitesse, en vertu de la transformation de Lorentz. La matière aimantée acquiert ainsi une polarisation électrique et des pôles électriques apparaissent sur les faces cylindriques de l'aimant.

Ce champ électrique devrait être prévu par les équations de Maxwell-Lorentz ; or il n'en est rien parce que celles-ci ne contiennent ni la densité électrique, ni le *courant magnétique*. C'est pourquoi l'auteur pense que les vraies équations de l'électromagnétisme sont les équations qu'il a proposées [1] et qui contiennent en outre le potentiel-vecteur magnétique et le potentiel scalaire magnétique, qui en constitue la quatrième composante.

La machine de l'auteur est au fond une machine acyclique ou unipolaire, qui diffère de la machine de Faraday principalement du fait que le circuit électrique est extérieur à la matière aimantée. L'observation du champ électrique est basée sur l'hypothèse que le disque n'est le siège d'aucune force électromotrice, condition qui a été discutée par l'auteur dans la présente Communication et, plus longuement, dans sa conférence du 4 avril 1957 devant la Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève, dont le texte est reproduit aux *Archives des Sciences* de Genève [2].

[1] Reulos (R.), *Ann. Inst. Fourier*, 1955, **5**, 486.
[2] Reulos (R.), *Arch. Sc. Genève*, 1958, **10**, 545.

SÉANCE DU 12 JUIN 1957

1. — Résonance magnétique en champ faible des ferrites $Li_{0,5}\,Fe_{2,5-a}\,Cr_a\,O_4$;

par M. J. Paulevé,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

I. Résonance ferrimagnétique, en champ faible, des ferrites a température de compensation magnétique, en l'absence d'anisotropie magnétique. — Pour une sphère parfaitement homogène et anisotrope, le champ magnétique H, pour lequel s'observe la résonance dans un champ de haute fréquence polarisé circulairement, est racine de l'équation [1]

$$\gamma_1\gamma_2 H^2 + \omega^2 + (\gamma_1+\gamma_2)\,\omega H + \gamma_1\gamma_2\, m(M_1+M_2)\,H + m(\gamma_2 M_1 + \gamma_1 M_2)\,\omega = 0,$$

où γ_1, γ_2 sont les rapports gyromagnétiques des deux sous-réseaux, M_1, M_2 les aimantations des sous-réseaux, m le coefficient de champ moléculaire, $\omega_0 = 2\pi f$ la pulsation du champ de haute fréquence ($\omega_0 > 0$), $\omega = -\omega_0$ si le champ HF tourne dans le sens « normal », c'est-à-dire susceptible d'exciter la résonance de l'électron libre, $\omega = +\omega_0$ pour le champ tournant « inverse ».

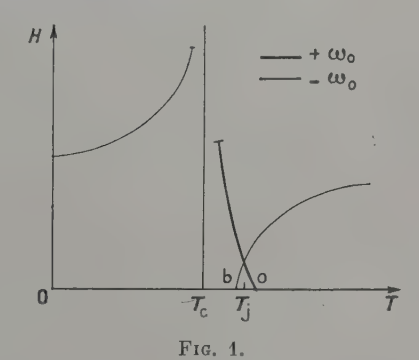


Fig. 1.

Pour les ferrites $Li_{0.5}Fe_{2.5-a}Cr_aO_4$ qui présentent une température de compensation magnétique T_c ($M_1 + M_2 = 0$) et une température de « compensation des moments cinétiques » $T_j\left(\dfrac{M_1}{\gamma_1} + \dfrac{M_2}{\gamma_2} = 0\right)$, les variations du champ de résonance H, en fonction de la température, ont l'allure représentée sur la figure 1 [2], [3].

Résultats expérimentaux. — Les courbes expérimentales relatives au ferrite $Li_{0.5}FeCr_{1.5}O_4$ (*fig.* 2) illustrent bien ces résultats. Les mesures ont permis de suivre l'évolution du maximum de la courbe d'absorption, vers les champs nuls, en champs HF de polarisation normale, selon la courbe B, et en polarisation inverse selon la courbe A. C'est cette séparation des deux polarisations qui permet, seule, une étude claire au voisinage de T_j, en évitant la superposition des raies de résonance. Les courbes théoriques calculées à partir des mesures magnétiques de Gorter [4] et Pauthenet [5], avec $g_1 = 2{,}00$ et $g_2 = 2{,}018$ s'accordent de façon très satisfaisante avec l'expérience, ce ferrite présentant une anisotropie magnétique très faible.

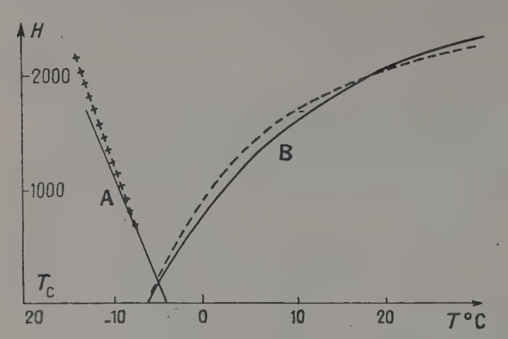


Fig. 2. — Ferrite $Li_{0.5}FeCr_{1.5}O_4$ (9 400 MHz). Courbes expérimentales ——— et courbes théoriques + + — —.

Le ferrite $Li_{0.5}Fe_{1.25}Cr_{1.25}O_4$, sur lequel nous retrouvons les deux branches A et B, avec des polarisations différentes, s'écarte des courbes théoriques pour les petites valeurs de H (*fig.* 4). Nous reviendrons sur son cas dans la suite.

II. Influence de l'anisotropie magnétique sur les résonances en champ faible. — *Étude théorique.* — Une étude théorique très complète des phénomènes de résonance ferromagnétique, en présence d'anisotropie, a été faite par Artman [6] dans le cas d'un monocristal cubique. Cette étude envisage toutes les orientations possibles du champ magnétique continu dans un plan (110) du cristal. L'étude générale et son application à une substance polycristalline ne pouvant être traitées rigoureusement, nous utiliserons les résultats d'Artman pour une étude qualitative.

Le champ magnétique appliqué H étant toujours assez voisin d'un plan (110) du cristal [les plans (110) se présentent dans 6 orientations différentes], les courbes $\omega/\gamma = f(H)$ donnent une assez bonne idée de la répartition des résonances dans des cristallites orientés au hasard.

Nous traiterons le ferrite comme une substance ferromagnétique de rapport gyromagnétique $\gamma_{eff} = \omega/H$, H étant le champ de résonance en absence d'anisotropie.

Si K_1/M est positif (K_1 = constante d'anisotropie), les conditions de résonance sont données [6] par les courbes de la figure 3. On remarque que pour la moitié environ des orientations possibles de H ($45° < \Psi < 90°$), les résonances, à une fréquence donnée, se groupent dans une zone étroite, que nous avons hachurée, correspondant à des valeurs de H supérieures à ω/γ_{eff} (*fig.* 3, région hachurée de droite).

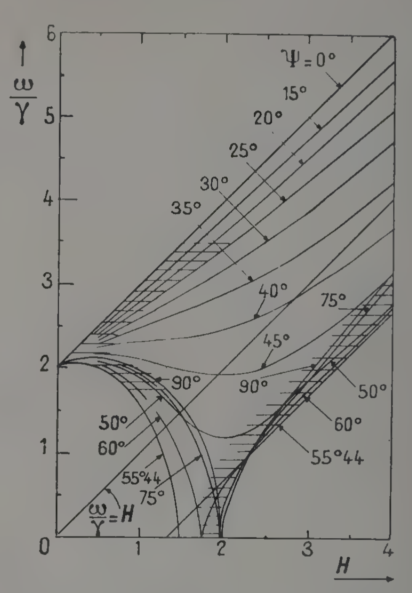


Fig. 3. — Relation de résonance dans un cristal cubique formé d'un domaine unique, pour K_1/M positif, H étant dans le plan (110) et le champ de haute fréquence perpendiculaire à H. Ψ est l'angle de H avec l'axe (100). ω/γ et H sont mesurés avec K_1/M comme unité (d'après Artman [6]).

Cet effet est d'autant plus important que $(\omega/\gamma_{eff})/(K_1/M)$ est plus faible.

Un autre groupement important de résonances s'observe simultanément pour des valeurs de H inférieures à ω/γ_{eff} (*fig.* 3, région hachurée de gauche).

Les courbes théoriques calculées au paragraphe précédent, se représentant sur ce diagramme par la droite $\omega/\gamma = H$, on peut en conclure que si ω/γ_{eff} est de l'ordre du ou inférieur au champ d'anisotropie $2K_1/M$, on observera deux résonances, dans des champs, dont l'un sera supérieur et l'autre inférieur à la valeur calculée sans anisotropie.

Résultats expérimentaux. — L'étude expérimentale du ferrite $Li_{0.5}Fe_{1.25}Cr_{1.25}O_4$ confirme ces résultats, comme le montrent les mesures que nous avons effectuées en champ polarisé circulairement à 9 400 MHz (*fig.* 4). Lorsque ω/γ_{eff} devient faible, c'est-à-dire au voisinage de T_j, les branches A et B restent bien au-dessus des valeurs théoriques sans anisotropie, représentées sur les mêmes figures, et se raccordent. Une partie des mesures de MacGuire [7], sur le même ferrite à 22 500 MHz, en champ HF rectiligne, peut également s'interpréter de la même manière.

On observe également, de façon très nette, dans nos mesures en champ de haute fréquence polarisé circulairement, le dédoublement de la branche B, qui donne une résonance représentée par la branche C de la figure 4 dans des champs inférieurs aux valeurs théo-

riques sans anisotropie. Cette branche C se termine en champ nul.

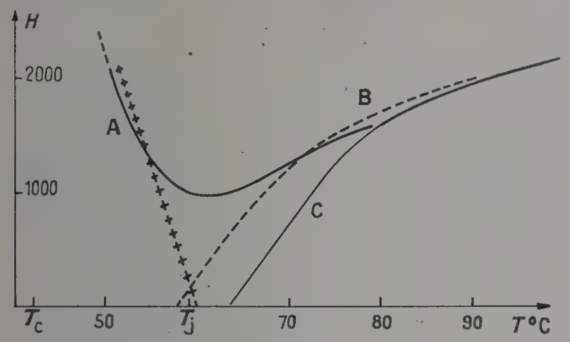


Fig. 4. — Ferrite $Li_{0,5}Fe_{1,25}Cr_{1,25}O_4$ (9 400 MHz). Courbes expérimentales ——— et courbes théoriques + + — —.

Les mêmes résultats ont été observés à 28 000 MHz en champ HF polarisé circulairement par Marchand [10].

III. Absorption initiale. — La résonance en champ faible, due à l'anisotropie, peut être large et se manifester alors simplement par une absorption importante lorsque H tend vers 0. Cette absorption aura lieu dans un champ HF de même polarisation que celui qui donne lieu à la résonance à la température de l'expérience. C'est ainsi qu'on observe, dans la région comprise entre T_j et T_c, une absorption initiale en champ HF de polarisation inverse. Une absorption initiale en champ HF de polarisation normale fait suite également à la branche C jusqu'au voisinage de T_j.

Nous donnons, à titre d'exemple (*fig.* 5), les deux courbes d'absorption observées à 51 °C en champ HF normal (H^-) et en champ inverse (H^+).

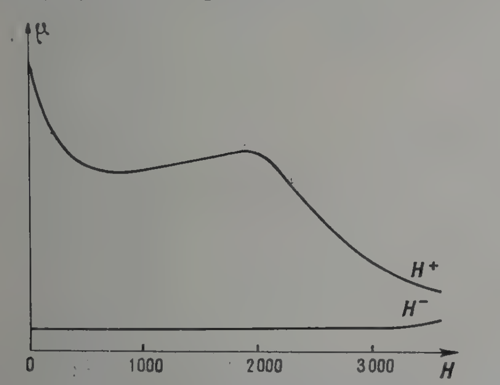


Fig. 5. — Courbe d'absorption de $Li_{0,5}Fe_{1,25}Cr_{1,25}O_4$ à 9 400 MHz et 51 °C : H^+ polarisation inverse, H^- polarisation normale.

Influence de l'état magnétique de la substance sur l'absorption en champ très faible, dans un champ HF polarisé circulairement. — Dans les champs faibles, c'est le champ d'anisotropie qui constitue essentiellement le champ effectif, agissant sur les aimantations élémentaires. Ce champ effectif est donc toujours voisin de l'aimantation en direction et sens, et la polarisation effective du champ HF peut être définie vis-à-vis du vecteur aimantation.

Les courbes d'absorption (*fig.* 5) ont été obtenues sur des échantillons préalablement aimantés, par un champ magnétique de même sens que celui que nous appliquons pour l'étude de l'absorption, de façon que les aimantations des domaines soient sensiblement de même sens que le champ appliqué.

La polarisation effective du champ HF est alors la même que sa polarisation vis-à-vis du champ H.

Supposons que cette polarisation donne lieu à une absorption résonnante dans un champ H^+. Si nous aimantons fortement la substance en sens inverse, les aimantations des différents domaines se retourneront et, lorsque H sera nul, la polarisation effective du champ HF sera contraire à celle que nous définissons à partir de H^+ et il n'y aura aucune absorption. Si nous augmentons progressivement le champ appliqué dans le sens de H^+, les aimantations des domaines se retournent progressivement et, pour tous ceux dont l'aimantation a repris le sens de H^+, nous observons de nouveau une absorption importante. L'absorption augmente donc rapidement avec H^+, pour rejoindre finalement la courbe d'absorption normale (*fig.* 6b, branche CD).

De même si nous appliquons un champ H^- après avoir aimanté en sens inverse, il y a, au début, une forte absorption, car le champ effectif sera toujours du type H^+. Cette absorption diminue et disparaît lorsque tous les domaines sont aimantés dans le sens du champ appliqué H^- (*fig.* 6b, branche AB). On peut donc obtenir ainsi des « cycles d'absorption ». La figure 6

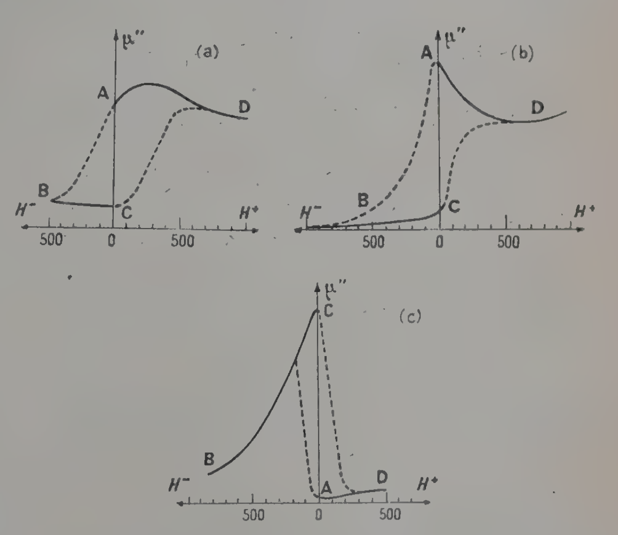


Fig. 6. — Cycles d'absorption de $Li_{0,5}Fe_{1,25}Cr_{1,25}O_4$ au voisinage de T_j : a) 48 °C ($T < T_j$), b) 51 °C ($T < T_j$), c) 64 °C ($T > T_j$).

représente quelques types de cycles observés expérimentalement. La forme des cycles varie avec la température et l'échantillon employé, mais la largeur du cycle reste toujours voisine de celle des cycles d'hysté-

résis étudiés par Desprès et Soutif [8] comme le laisse prévoir l'interprétation ci-dessus.

Absorption dans un champ HF de direction fixe. — Un champ HF de direction fixe pouvant être considéré comme la somme de deux champs de polarisation circulaire normale et inverse, l'absorption, dans un tel champ, sera proportionnelle à la somme des absorptions dans les deux champs précédents.

Prenons le cas du ferrite $Li_{0.5}Fe_{1.25}Cr_{1.25}O_4$ à 51°, par exemple. Si la substance a été aimantée préalablement dans le sens du champ *H*, nous obtiendrons une courbe, voisine de celle observée pour le champ polarisé circulairement (*fig.* 5, courbe H^+).

Au contraire, si la substance a été aimantée en sens inverse du champ *H*, on superpose les courbes d'absorption AB et CD. Le cycle étant dyssymétrique, la courbe d'absorption peut être complètement différente de la précédente (*fig.* 7a). C'est également ce que montrent les mesures effectuées en champ HF rectiligne (*fig.* 7b et c).

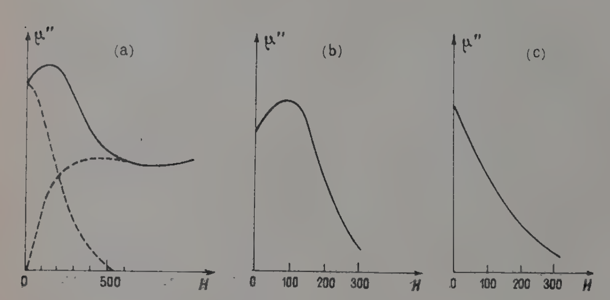


Fig. 7. — Ferrite $Li_{0.5}Fe_{1.25}Cr_{1.25}O_4$ à 51°C. Superposition des absorptions en champ HF polarisé circulairement après saturation en sens inverse du champ *H* : a) courbe d'absorption expérimentale en champ HF de direction fixe ; b) après saturation en sens inverse de *H* ; c) après saturation dans le sens de *H*.

Ces résultats pourraient rendre compte des grandes valeurs de *g* observées par MacGuire [7] et correspondraient bien à la forme de ses courbes expérimentales $\mu''(H)$ en champ faible. Une partie de ces points serait cependant compatible avec des résonances dans le champ d'anisotropie.

Cette interprétation serait alors identique à celle que propose Wangsness [9], mais il ne semble pas qu'elle puisse s'étendre à l'ensemble de cette courbe qui n'apparaît pas en champ HF polarisé circulairement.

[1] Dreyfus (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 552.
[2] Dreyfus (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1270.
[3] Paulevé (J.) et Dreyfus (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1273.
[4] Gorter (E. W.), *Philips Res. Rep.*, 1954, **9**, 403.
[5] Pauthenet (R.) et Aléonard (R.), non publié.
[6] Artman (J. O.), *Proc. I. R. E.*, 1956, **44**, 1284.
[7] MacGuire (T. R.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 831.
[8] Desprès et Soutif, à paraître.
[9] Wangsness (R. K.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 831.
[10] Paulevé (J.) et Marchand (A.), à paraître.

2. — Étude du palladium hydrogéné ;

par M. J. Cohen.

La susceptibilité magnétique du palladium hydrogéné décroît linéairement en fonction de la teneur en hydrogène. M. Néel a fait remarquer que cette propriété s'interprète facilement si on admet l'existence de deux phases : une phase diamagnétique contenant 0,6 atome d'hydrogène par atome de palladium et une phase magnétique contenant le palladium pur.

La mesure de la vitesse de diffusion de l'hydrogène dans le palladium peut fournir des indications sur l'existence ou la non-existence de deux phases. En particulier si la vitesse de diffusion est très faible la pénétration de l'hydrogène dans le palladium doit s'effectuer par déplacement d'une frontière séparant le palladium pur du palladium hydrogéné en surface, ainsi que l'a proposé M. Néel.

La résistivité du palladium hydrogéné croît avec la teneur en hydrogène et ne dépend pas de la répartition des protons dans le métal. En haute fréquence les courants circulent en surface et on peut espérer déterminer à l'aide de la résistivité en haute fréquence l'épaisseur du palladium hydrogéné et son évolution au cours du temps.

L'expérience suivante a été réalisée. Une boucle de cuivre en série avec un condensateur variable résonne sur la fréquence de 30 MHz. La surtension du circuit atteint 300. En substituant à la boucle de cuivre une boucle de palladium de même diamètre la surtension tombe à la valeur 100. Après hydrogénation la surtension décroît très rapidement pour atteindre la valeur 75 et s'y maintenir malgré l'introduction de quantités croissantes d'hydrogène. La résistivité en courant continu du même fil continue à croître uniformément avec la teneur en hydrogène.

De plus une boucle de palladium très peu hydrogénée, mais telle que la surtension soit égale à 75, est abandonnée pendant trois jours pour étudier l'évolution de la couche superficielle au cours du temps. On n'observe aucune variation de la surtension pendant ce temps.

Nous pouvons penser que la vitesse de diffusion de l'hydrogène dans le palladium est par suite très faible.

Enfin sur les conseils de M. Néel, un essai d'hydrogénation à chaud a été réalisé. Le fil de palladium chauffé à 100 °C dans une atmosphère d'hydrogène absorbe l'hydrogène. On constate que la surtension du circuit décroît beaucoup plus lentement que dans l'expérience précédente quand on augmente la teneur en hydrogène. La surtension atteint 87 au lieu de 75 pour une même quantité d'hydrogène introduit.

Les mesures de résistivité électrique en courant continu montrent que la résistance du fil ne dépend que de la quantité d'hydrogène introduit et non du traitement thermique.

L'hydrogène semble se répartir plus facilement à chaud qu'à froid dans le palladium.

Enfin des mesures de susceptibilité magnétique du palladium hydrogéné à chaud montrent que la décroissance de la susceptibilité suit la même loi que dans le cas de l'hydrogénation à froid.

3. — Contribution à la théorie des chaleurs spécifiques ;

par MM. B. Dreyfus, Y. Ayant et J. Peretti,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

Les auteurs ont trouvé une solution exacte du problème, directement à partir des constantes de force atomique, dans le cas particulier d'un cristal cubique simple, avec interactions entre premiers voisins (forces centrales et forces non centrales). Malgré la simplicité du modèle, on retrouve les traits essentiels des déviations de la théorie de Debye, observées expérimentalement aux très basses températures.

Ce travail a déjà fait l'objet d'une publication [1].

[1] Ayant (Y.), Dreyfus (B.) et Peretti (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 1898.

SÉANCE DU 21 NOVEMBRE 1957

1. — Les phosphates des terres rares à structure zircon ;

par M. A. Durif,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal,
Institut Fourier, Grenoble.

L'existence de deux phosphates à structure zircon, ceux d'yttrium et de scandium [1], [2], nous a conduit à soupçonner l'existence d'une série de phosphates des terres rares isomorphes du zircon, en raison de l'analogie de comportement de ces métaux avec les métaux des terres rares, tant au point de vue chimique qu'au point de vue cristallographique.

Par une méthode analogue à celle déjà décrite pour la préparation des arséniates des terres rares [3], nous avons préparé les phosphates de gadolinium, dysprosium, erbium et ytterbium.

Les diagrammes de Debye-Scherrer montrent que les phosphates de dysprosium, erbium et ytterbium cristallisent dans le type zircon avec les caractéristiques cristallographiques suivantes :

Formules	a	c	c/a	D_x	V_m
$DyPO_4$	6,916 Å	6,048	0,875	5,87 g/cm³	289,3 Å³
$ErPO_4$	6,862	6,008	0,876	6,12	282,9
$YbPO_4$	6,812	5,973	0,877	6,38	277,2

Groupe d'espace D_{4h}^{19} Z = 4 avec :

$$\begin{cases} 4\ P & \text{en} & 4(b) \\ 4\ T & \text{en} & 4(a) \\ 16\ O & \text{en} & 16(h) \end{cases}$$

T = métal de la terre rare.

On peut prévoir que tous les métaux des terres rares dont les rayons ioniques sont inférieurs à celui du dysprosium doivent donner des phosphates cristallisant dans ce type de structure.

[1] Strata (M.) et Schwendimann (G.), *Gazz. Chim. Hal.*, 1934, **64**, 662.
[2] Mooney (R. C. L.), *Acta Cryst.*, 1956, **9**, 677.
[3] Durif (A.) et Forrat (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1636.

2. — La mécanique du glacier dans le modèle du plastique parfait ;

par M. L. Lliboutry.

La mécanique du glacier intéresse non seulement le géologue ou l'ingénieur des sols, mais encore le physicien du métal, car les propriétés plastiques de la glace sont voisines des propriétés plastiques de nombreux métaux [1]. Elles sont schématisées dans le modèle du plastique parfait :

1° Le corps ne subit aucune déformation jusqu'à ce que la tension de cisaillement maximum en chaque point atteigne une valeur critique, de l'ordre de 1 bar dans le cas de la glace.

2° A partir de ce moment il se déforme à une vitesse quelconque, fixée par les conditions aux limites, le tenseur des vitesses de déformation restant semblable au déviateur des tensions (tensions moins la pression hydrostatique). Le fait que la plasticité de la glace n'est pas modifiée par une pression hydrostatique vient d'être prouvé par Rigsby pour de la glace au-dessous de 0° [2]. Ce n'est qu'une supposition pour la glace à 0° des glaciers tempérés.

La mécanique du glacier dans le modèle du plastique parfait a été développée par Nye [3]. Elle permet d'expliquer : 1° que le frottement moyen d'un glacier actif sur son lit soit toujours de l'ordre de $\tau_0 = 1$ bar ; 2° que le profil de la surface d'un glacier stationnaire assez large obéisse à la loi

$$e = \frac{\tau_0}{\rho\, g \sin \alpha} \simeq \frac{10}{\alpha}\ (\text{m}),$$

e étant l'épaisseur, ρg le poids spécifique, α l'angle de la surface avec l'horizontale ; 3° que des crevasses puissent exister loin des bords (l'ancien modèle du corps visqueux newtonien suffit à expliquer les crevasses marginales). En effet lorsqu'il y a déformation, l'écoulement doit être soit compressif, soit extensif au voisinage de la surface.

Toutefois les solutions de Nye, solutions dérivées de celles de Prandtl pour l'écrasement d'un bloc, ne sont que des solutions approchées du problème mathématique. Soit un glacier stationnaire infiniment large, sur un lit plan, rugueux et de pente β. Prenons Ox le long de la ligne de plus grande pente du lit, vers l'amont, O au front du glacier, Oz vers le haut. La première approximation pour les tensions normales est, H étant la pression atmosphérique et h la distance à la surface libre,

$$\sigma_x = \sigma_z = \rho g h + H.$$

Nye en déduit une première approximation pour les tensions de cisaillement,

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \tau_0 \left(1 - \frac{z}{e}\right),$$

et une première approximation pour l'équation du profil de la surface $z = e(x)$, équation que j'écris, en conduisant les calculs sans faire d'autre approximation,

$$e' = \frac{\tau_0 - \rho g e \sin \beta}{\tau_0 \operatorname{tg} \beta + \rho g e \cos \beta}.$$

De la première approximation pour les tensions de cisaillement, Nye déduit sa solution pour les tensions normales, qui est donc une deuxième approximation

$$\sigma_z = \rho g (e - z) \cos \beta + H + \frac{\tau_0}{2} e' \left(1 - \frac{z^2}{e^2}\right),$$

$$\sigma_x = \sigma_z \pm 2\tau_0 \sqrt{2\frac{z}{e} - \left(\frac{z}{e}\right)^2}.$$

Dans une publication précédente [4] j'ai franchi un pas de plus en calculant une deuxième approximation pour l'équation différentielle du profil d'équilibre :

$$\frac{e'}{3} = \frac{x}{e} - \frac{\rho g}{\tau_0} \left[\frac{\int_0^x e \, dx}{e} \sin \beta + \frac{e}{2} \cos \beta \right] \mp \frac{\pi}{2}.$$

Il faut prendre — ou +, le profil est différent suivant que l'écoulement est compressif ou extensif. Lorsque le front du glacier ne flotte pas sur la mer ou un lac, l'écoulement y est toujours compressif. On trouve alors $e'(0) = 0{,}568$. A partir de là j'ai effectué l'intégration de proche en proche, en adoptant une moyenne mobile $[e'(n) + e'(n-1)]/2$ pour assurer la convergence. On trouve que, dans les premiers 200 m, la pente moyenne du glacier par rapport au lit est d'environ 18°, ce qui est en excellent accord avec les valeurs mesurées cet été sur le front du Glacier de Saint-Sorlin.

Dans un article récent [5] Nye s'étonne que l'angle de la surface et du lit soit au front 29°36′ et non 45°, car, dit-il, le lit est une ligne de glissement et les lignes de glissement coupent la surface suivant un angle de 45°. Mais, à l'origine, la courbure des lignes de glissement devient infinie et l'on ne peut raisonner sur leurs tangentes. Nye conteste d'autre part le droit d'écrire ces équations près du front où, pense-t-il, se crée un coin de glace non déformé, poussé en bloc par l'arrière du glacier. Pour lever cette deuxième objection, j'ai cherché une solution analytique complète de l'écoulement près du front, en approchant la fonction de courant par un polynôme en x et z. Ce développement limité suggère qu'en s'approchant de l'origine les vitesses tendent progressivement vers l'écoulement en bloc, sans qu'il y ait de discontinuité, et que l'écoulement en bloc n'est à peu près atteint que dans les tout derniers mètres.

Par ailleurs mon équation du profil permet, je crois, d'expliquer l'existence de vagues descendant un glacier sans s'atténuer et avec une vitesse 3 ou 4 fois supérieure à celle de la glace [6].

Supposons qu'un grand apport de glace (par exemple l'éboulement d'un glacier suspendu) forme une vague à la surface d'un glacier, jusque là d'épaisseur constante. Le débit en volume du glacier est, si L est sa largeur et $\bar{u}$ sa vitesse longitudinale moyenne (en prenant maintenant Ox dans le sens de l'écoulement),

$$\Phi = \bar{u} L e.$$

Si $V(x)$ est le bilan local (ablation moins précipitation, en volume de glace), l'on a, en suivant la glace dans son mouvement,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \Phi}{dt} = - VL.$$

De cette équation et de la précédente dérivée par rapport à x, l'on tire la relation suivante (qui doit remplacer la relation (41) de mon article [4], erronée) :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = -\frac{V}{e} - \frac{1}{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{\bar{u}}{L} \frac{\partial L}{\partial x} - \frac{\bar{u}}{e} \frac{\partial e}{\partial x}.$$

Suivant que $\partial \bar{u}/\partial x$ est positif ou négatif, l'écoulement est extensif ou compressif. Si la vague subsistait, les termes en $\partial \Phi/\partial t$ et en $\partial e/\partial x$ se compenseraient, la nature de l'écoulement ne serait pas modifiée. La première approximation du profil, qui impose un profil unique, conduit au fait que $\partial e/\partial x$ s'annule, que la vague disparaît au bout d'un certain temps et est remplacée par une zone de vitesse accrue. Dans une zone où l'on avait un écoulement en bloc ($\partial \bar{u}/\partial x = 0$), l'écoulement devient compressif devant la perturbation, extensif derrière.

La deuxième approximation du profil, conduisant à des profils différents suivant que l'écoulement est compressif ou extensif, montre qu'une vague peut subsister. La deuxième approximation des tensions normales montre que les deux franges où l'écoulement est compressif ou extensif provoquent chacune une force supplémentaire vers l'amont de l'ordre de $\tau_0 \pi e/2$ par unité de largeur. Ces forces doivent équilibrer la surcharge due à la vague soit, par unité de largeur et si l est la longueur de la vague, $l \, \Delta e \, \rho g \sin \beta$. On en déduit un *volume critique* que doit atteindre la vague pour pouvoir se maintenir :

$$l \, \Delta e \simeq \pi e^2.$$

On conçoit donc que de petites vagues, telles que celles qui prennent naissance au pied d'une chute du glacier, avancent avec le glacier tout en s'atténuant, alors que de très grandes vagues se maintiennent et ont une vitesse propre, vitesse que la théorie du plastique parfait est impuissante à déterminer.

[1] Nye (J. F.), *J. Appl. Mechanics*, 52-APM-10.
[2] Rigsby (G. P.), *SIPRE Research Report*, 1957, **32**.
[3] Nye (J. F.), *Proc. Roy. Soc.* [2], 1951, **207**, 554.
[4] Lliboutry (L.), *Ann. Géophys.*, 1956, **12**, 245.
[5] Nye (J. F.), *J. Glaciology*, 1957, **3**, 91.
[6] Sharp (R. P.), *Bul. Geol. Soc. Amer.*, 1954, **65**, 821.

SÉANCE DU 20 DÉCEMBRE 1957

1. — La capture d'électron orbital et la non-conservation de la parité ;

par MM. R. Bouchez et P. Depommier,

Laboratoire de Physique Nucléaire,
Université de Grenoble.

1. Les auteurs rappellent les résultats obtenus depuis un an, à la suite des remarquables travaux de Lee et Yang, sur les interactions faibles, le neutrino et la radioactivité β.

Dans les interactions faibles, la parité n'est pas conservée ; les expériences l'ont prouvé dans la désintégration β et dans les désintégrations des mésons K, π, μ et des hypérons Λ et Σ.

Dans les phénomènes dus à l'interaction β de Fermi,

la non-conservation de la parité, équivalant à une asymétrie droite-gauche, est due à l'existence d'un neutrino droit (hélice droite se propageant axialement) différant d'un neutrino gauche. Il en résulte principalement :

a) une polarisation longitudinale maximum ($\pm v/c$) pour les électrons émetteurs $\beta^{\pm}$,

b) une asymétrie dans la répartition angulaire des électrons émis par des noyaux polarisés,

c) une polarisation du noyau de recul et, si celui-ci est excité, le photon de désexcitation émis dans une direction voisine du recul peut être également polarisé (vie moyenne du noyau de recul assez courte).

De même, dans la capture orbitale l'émission d'un neutrino probablement gauche laisse aussi le noyau de recul polarisé qui peut se désexciter en un photon polarisé.

2. Cette nouvelle conception des interactions faibles rend nécessaire de reformuler la théorie, en particulier celle de la désintégration β.

Nous avons repris la théorie de Fermi pour le cas de la capture orbitale en introduisant le neutrino droit associé aux couplages S, T et le neutrino gauche aux couplages A, V. Nous avons ensuite calculé les éléments de matrice leptoniques pour les différents types de transition en utilisant la méthode de Rose des tenseurs irréductibles.

La non-conservation de la parité n'introduit évidemment pas de différence pour les probabilités de transition et les résultats théoriques obtenus ont pu être comparés pour les termes S, T aux résultats antérieurs de Bouchez [1], Nataf [2] et à ceux plus récents de Brysk et Rose [3].

Un article détaillé paraîtra incessamment dans le *Journal de Physique*.

[1] Bouchez (R.), Thèse, Paris, 1950.
[2] Nataf (R.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 190.
[3] Brysk (H.) et Rose (M. E.), Oak Ridge Nat. Labo., 1955, n° 1830.

2. — Étalonnage d'un chronotron par un compteur Rosenblum ;

par MM. J. Duclos et J. Fleury,
Laboratoire de Physique Nucléaire,
Université de Grenoble.

En vue de réaliser un spectromètre à neutrons rapides par temps de vol un chronotron a été construit, en utilisant une distribution de lampes du type « 6 BN 6 ». Ces lampes détectrices de coïncidences sont montées suivant la technique des amplificateurs distribués. La lampe qui détecte la coïncidence entre les impulsions issues des détecteurs indique le temps qui sépare ces deux impulsions.

L'impulsion de coïncidence pouvant apparaître simultanément sur plusieurs lampes, on obtient un temps de résolution plus faible en disposant en outre un ensemble de deux amplificateurs différentiels et d'un redresseur.

Pour étalonner cet appareil, un générateur d'impulsions de temps de montée 2.10^{-9} s, de largeur 10^{-8} s et d'amplitude variant entre 1 et 45 V, a été construit à partir d'un compteur Rosenblum.

Le temps de résolution du chronotron déterminé à l'aide de ce générateur a été trouvé égal à 5.10^{-10} s.

Cette communication fait l'objet d'un article en cours de publication dans le *Journal de Physique* (partie Physique appliquée).

3. — Réalisation d'une balance de translation pour les basses températures ;

par M. J. Cohen.

Les propriétés magnétiques de nombreux corps se modifient aux très basses températures. Ainsi par exemple, le diamagnétisme du cuivre pur n'est pas indépendant de la température. On observe un terme paramagnétique en $1/T$ qui devient prépondérant au-dessous de 4 °K. Dans certains sels, comme le gallate de praséodyme, le champ électrique cristallin lève la dégénérescence des ions magnétogènes. Aux basses températures seul le niveau le plus bas est occupé et il lui correspond un moment différant du moment observé à la température ordinaire. Pour vérifier entre autres ces prévisions théoriques, une balance de translation à basse température a été construite.

Une balance de translation est essentiellement constituée d'un pendule suspendu par 5 fils. Ces fils suppriment 5 degrés de liberté pour ne laisser subsister qu'un seul mouvement de translation horizontal. Sous l'action d'un champ magnétique horizontal la substance est soumise à une force $\chi H \, \partial H/\partial x$. Si l est la longueur des fils de suspension, P le poids du pendule et δ le déplacement, on a

$$\frac{\delta}{l} = \frac{\chi H \, \partial H/\partial x}{P}.$$

La sensibilité de la balance sera d'autant meilleure que l sera plus grand, P plus petit et $\chi H \, \partial H/\partial x$ plus grand.

On a adopté une longueur de fils de 40 cm. La suspension allégée atteint 6 g. Le déplacement de la balance est repéré à l'aide d'un pont à capacité. On arrive ainsi à obtenir dans les meilleures conditions une sensibilité de $0{,}5 \times 10^{-10}$, c'est-à-dire à avoir une précision du millième sur le diamagnétisme de 1 g d'eau ou de mercure.

Description de la balance. — La balance est constituée par une longue tige verticale en constantan de 50 cm de longueur qui plonge dans un vase de Dewar, métallique à double paroi. Un tube à double paroi isole la substance du liquide réfrigérant.

La stabilité est assurée par une assise triangulaire solidaire de l'extrémité supérieure de la tige. Le réglage est effectué par une platine mobile et orientable ainsi que par un dispositif de réglage fin de la longueur des fils de suspension.

Pour éviter les condensations d'air dans l'hydrogène ou l'hélium liquide une cloche métallique coiffe la balance et permet d'y maintenir un vide de quelques dixièmes de millimètre de mercure.

Pour opérer en méthode de zéro une force antagoniste est produite par une bobine, solidaire de la balance, qui coulisse dans un aimant permanent.

La suspension porte aussi une plaque plane qui

constitue l'armature du condensateur indicateur de zéro.

Un thermomètre à résistance de platine est bobiné au voisinage de la substance à étudier. Les fils de suspension servent d'amenée de courant pour la bobine de compensation et pour le thermomètre.

Étalonnage et mesures. — L'étalonnage du thermomètre à résistance de platine est effectué en mesurant la susceptibilité de l'alun de chrome.

Des résultats concordants ont été obtenus en mesurant les susceptibilités du chrome, du manganèse, du palladium et du bismuth. En particulier la variation de diamagnétisme à la fusion du mercure a été mesurée

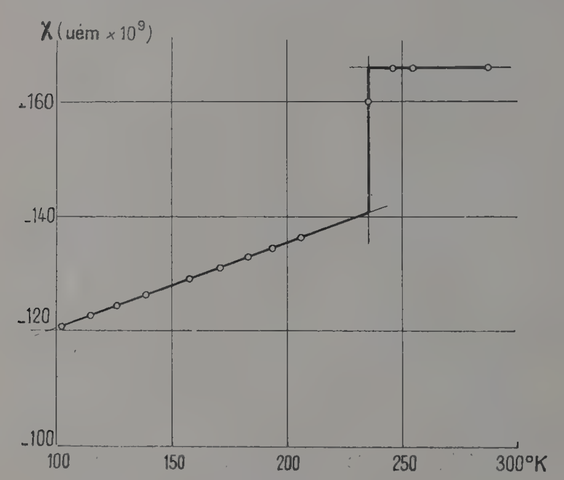


Fig. 1. — Diamagnétisme de 1 g de mercure en fonction de la température.

pour contrôler la sensibilité de la balance (*fig.* 1 et tableau I).

Tableau I

Diamagnétisme de 1 g de mercure en fonction de la température

T °K	$\chi_{\text{spécifique}} \times 10^9$
101,5	120,64
115	122,74
128,5	125,01
142,5	126,75
158,5	129,15
170	130,57
182,5	132,61
195,5	134,45
208,5	136,8
234,5	160,16
247,5	166,58
254	166,70
290	166,02

L'étude thermomagnétique du gallate de praséodyme montre que les prévisions théoriques sont vérifiées à 5 % près.

SÉANCE DU 13 FÉVRIER 1958

1. — Le blocage du moment magnétique du praséodyme dans le gallate de praséodyme ;

par M. Y. Ayant.

Une étude expérimentale détaillée des propriétés magnétiques des gallates de terres rares a été entreprise par M. Cohen qui a d'abord étudié le gallate de praséodyme. La courbe de la susceptibilité en fonction de la température montre l'existence, vers les hautes températures, d'une loi de Curie-Weiss avec un moment effectif de 3,6 m.B (en accord avec la théorie de van Vleck), vers les basses températures d'une loi de Curie avec le moment effectif de 2,9 m.B. Il s'agit là d'un effet de blocage dont la théorie a été faite en supposant l'environnement de l'ion Pr^{3+} doué de la symétrie cubique, en se bornant en première approximation à admettre un potentiel en

$$D[x^4 + y^4 + z^4 - (3r/{}^e5)].$$

D'après les faits expérimentaux, il est clair que le couplage cristallin est faible devant la structure fine, on a donc affaire à un blocage du moment total (et non du moment orbital). Ce blocage, toujours partiel pour les ions à nombre impair d'électrons, peut être total pour les autres si le sous-niveau fondamental de la décomposition Stark due au couplage cristallin appartient à une représentation d'ordre 1 (Γ_1 ou Γ_2) ou d'ordre 2 (Γ_3) du groupe du cube.

L'ion Pr^{3+} étant dans un état ${}^3H_4$, on trouve les sous-niveaux dans l'ordre (Γ_1, Γ_4, Γ_3, Γ_5) ou l'ordre inverse suivant le signe de D.

Nous sommes obligé de supposer que le sous-niveau Γ_5 est le plus bas, ce qui impose $D > 0$.

Une valeur approchée de D peut être obtenue en étudiant la cassure de la courbe de la susceptibilité.

On peut trouver la représentation matricielle du moment cinétique J, donc du moment magnétique dans le sous-espace propre du sous-niveau fondamental, d'où l'on tire le moment effectif à basse température 2,83 en bon accord avec le résultat expérimental.

2. — Un calorimètre pour la détermination précise des chaleurs spécifiques dans la zone de 20 à 80 °K ;

par M. L. Monpetit.

La méthode de mesure choisie conduit à la résolution des deux problèmes classiques de calorimétrie :

mesurer l'énergie effectivement fournie à l'échantillon,

mesurer les élévations de température de l'échantillon.

Après quelques indications rapides sur les solutions adoptées dans le cas de la zone de température envisagée, il est donné une brève description du calorimètre adiabatique et de la méthode d'étalonnage du thermomètre.

L'auteur en déduit les limites d'utilisation et la précision de la méthode. Il indique quelles sont les raisons qui incitent à rendre le montage automatique et énu-

mère rapidement les opérations réalisées automatiquement sans les décrire, la description complète du montage automatique devant faire l'objet d'une publication ultérieure.

3. — Régulateur de température pour les fours à faible inertie ;

par M. E. T. Ferguson.

La température d'un four recevant une puissance fixe P ne reste pas constante, mais fluctue autour d'une valeur moyenne, à cause de toutes sortes de perturbations accidentelles. On peut obtenir une température plus stable en fournissant alternativement des puissances P_1 et $P_1 + P_2$ pendant des durées t_1 et t_2 respectivement. Appelons φ_1 et $\varphi_1 + \alpha P_2$ les valeurs de la tension φ du thermocouple de mesure aux températures d'équilibre correspondant aux deux puissances, α étant une constante du four. Les perturbations accidentelles sont équivalentes à des variations de φ_1 et peuvent être compensées par une variation du rapport t_2/t_1. Cette tâche sera confiée à un régulateur automatique. A la température moyenne du four, $\varphi = \varphi_m$; on peut définir un facteur de stabilisation proportionnelle $F = (\partial\varphi_m/\partial\varphi_1)^{-1}$ qui indique dans quelle mesure les perturbations en φ_1 sont atténuées en φ_m ; pour un régulateur parfait F est infini. On aura en outre des fluctuations rapides de φ, avec une période $t_1 + t_2$, entre les valeurs extrêmes φ_{max} et φ_{min}.

Pour des traitements thermiques dans un espace restreint, comme entre les pièces polaires d'un électroaimant, on utilise des fours électriques, dans lesquels l'épaisseur de calorifuge a été réduite au minimum. Ceci entraîne une diminution sensible de la constante de temps τ_0 du four, mais influe peu sur le temps t' qui s'écoule avant qu'un changement de la puissance de chauffage influe sur φ et qui dépend surtout des dimensions intérieures du four. Le rapport t'/τ_0 est donc plus grand que pour des fours de construction ordinaire.

Si on utilise un régulateur « tout ou peu » ordinaire, où la puissance $P = P_1$ si $\varphi > \varphi_0$ et $P = P_1 + P_2$ si $\varphi < \varphi_0$, on trouve $\varphi_{max} - \varphi_{min} = P_2\, t'/\tau_0$ et $F \leqslant 1 + (\tau_0/t')$. Il est donc impossible d'augmenter F à volonté et, en plus, on ne peut diminuer $\varphi_{max} - \varphi_{min}$ qu'en diminuant P_2, ce qui rétrécit la gamme de réglage.

Introduisons en série avec le circuit de mesure deux « thermocouples de tendance » (*fig.* 1) chauffés alternativement à la même cadence que le four. Ils fournissent une tension supplémentaire φ_2, qui tend vers l'une des deux valeurs d'équilibre $\pm A_2/2$ avec une constante de temps τ_2. Maintenant $P = P_1$ pour $\varphi_g = \varphi + \varphi_2 > \varphi_0$ et $P = P_1 + P_2$ pour $\varphi_g < \varphi_0$. Une analyse de ce système montre que t_1 et t_2 diminuent et deviennent de l'ordre de τ_2. On peut donc obtenir une cadence suffisamment rapide pour que $\varphi_{max} - \varphi_{min}$ devienne très faible. On trouve alors que F est égal à $1 + (\alpha P_2/A_2)$ et n'est plus limité par τ_0/t'. Néanmoins, il reste impossible de faire tendre F vers l'infini. En plus les fluctuations de la tension de chauffage des couples de tendance font varier A_2 et on démontre que ceci influe sur la température du four sauf si $t_2 = t_1$. En outre, l'inertie de l'index du galvanomètre réduit F au-dessous de sa valeur théorique. L'étude du régime transitoire, pour le cas simple $t' = 0$, montre que la régulation est du type « action proportionnelle ».

Mettons maintenant en série avec ces couples encore une paire de thermocouples « d'action intégrale », qui donnent une tension φ_3 tendant vers $\mp A_3/2$ avec une constante de temps τ_3 alimentés en même temps que les « couples de tendance », mais tels que φ_3 est en opposition avec φ_2 (*fig.* 1). Maintenant nous aurons

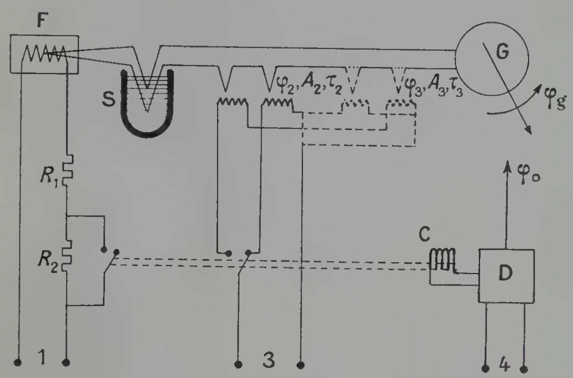


Fig. 1. — Un thermocouple dans le four F, avec sa soudure froide S à 0 °C, produit la déviation φ_g du galvanomètre G. Le détecteur D enclenche un contacteur C si $\varphi_g < \varphi_0$. Celui-ci court-circuite la résistance R_2, augmente la puissance fournie au four et, en même temps, commute l'alimentation des thermocouples de tendance (φ_2, A_2, τ_2). Les thermocouples d'action intégrale (φ_3, A_3, τ_3) avec leurs connections sont représentés en trait discontinu. 1, 3 et 4 sont les différentes alimentations.

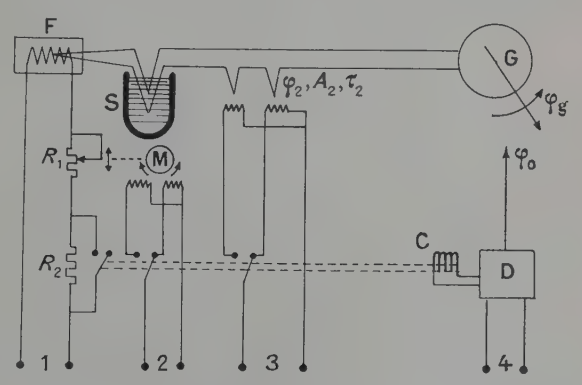


Fig. 2. — Le moteur M, à deux sens de rotation, commandé par C, modifie la résistance R_1. 1, 2, 3 et 4 sont les différentes alimentations.

$P = P_1$ si $\varphi_g = \varphi + \varphi_2 + \varphi_3 > \varphi_0$ et $P = P_1 + P_2$ si $\varphi_g < \varphi_0$. On choisit $\tau_3 > \tau_2$. φ_3 variera peu pendant une période $t_1 + t_2$ et la cadence des alternances de chauffage restera déterminée par τ_2. $\varphi_{max} - \varphi_{min}$ gardera une valeur faible, mais on trouve

$$F = 1 + [\alpha P_2/(A_2 - A_3)],$$

ce qui permet d'obtenir $F = \infty$ si on choisit $A_2 = A_3$. En analysant le régime transitoire (pour $t' = 0$) on voit que ces couples (φ_3, A_3 τ_3) ajoutent à la régulation un caractère « action intégrale ».

Un autre moyen d'obtenir une action intégrale est l'introduction d'un moteur M, à deux sens de rotation, qui diminue une résistance R_1 dans le circuit de chauffage du four pendant que $P = P_1 + P_2$ et qui augmente R_1 pendant que $P = P_1$ (*fig.* 2). La vitesse du moteur étant la même dans les deux sens, il en résultera un déplacement total de R si $t_1 \neq t_2$, ce qui modifie P_1 et $P_1 + P_2$, et tend à rétablir l'égalité de t_1 et de t_2. On trouve que $F = \infty$ et que le régime transitoire est analogue à celui du paragraphe précédent.

Il convient de remarquer que, avec ces systèmes de régulation, on peut obtenir un meilleur réglage, avec une plus grande valeur de F, en prenant $P_1 + P_2 \gg P_1$, contrairement à ce que l'on pourrait croire. Un régulateur, construit sur ces principes, a donné de très bons résultats : un four, avec un temps τ_0 de 3 mn environ et avec un t' d'une quizaine de secondes, peut être maintenu à 500 ± 0,5 °C pour une durée illimitée, tandis que $\varphi_{max} - \varphi_{min} = \pm 0{,}25$ °C. On a choisi un rapport $(P_1 + P_2)/P_1 = 3$.

SECTION SUD-EST
(Lyon)

SÉANCE DU 24 MARS 1958

Les métaux réfractaires (tungstène, molybdène, tantale) et leurs applications dans l'industrie électrique ;

par M. F. Davoine.

Ces métaux sont caractérisés non seulement par leur point de fusion remarquable (W : 3 370°, Mo : 2 620°, Ta : 2 850°), mais par leur faible tension de vapeur, leur excellente résistance mécanique, même aux températures les plus élevées, et leur coefficient de dilatation voisin de celui de certains verres. En outre, le tantale absorbe très facilement les gaz et résiste aux acides minéraux d'une façon exceptionnelle.

Ces propriétés sont à l'origine des techniques de fabrication aussi bien que des applications.

On obtient actuellement de façon courante le molybdène et le tantale par fusion sous vide, mais la métallurgie des poudres demeure le procédé le plus employé parce que le plus simple pour l'élaboration de ces métaux.

Cette technique suppose qu'à partir du minerai on obtienne d'abord le métal sous forme pulvérulente, opération que l'on fait suivre d'une compression puis d'un frittage, lequel est conduit en atmosphère d'hydrogène pour le tungstène et le molybdène, sous vide poussé pour le tantale. Le forgeage ultérieur s'effectue soit à froid en ce qui concerne le tantale, soit à environ 1 300° pour le tungstène et le molybdène. A condition de respecter des températures de travail bien définies, on parvient ensuite, par étirage dans des filières en carbure de tungstène, puis en diamant, à réaliser des fils très fins.

Les industries électriques consomment des quantités importantes de ces métaux soit purs, soit sous forme d'alliages ou de pseudo-alliages.

L'élément constitutif essentiel des lampes à incandescence est une spirale en fil de tungstène supportée par des crochets de molybdène. Le phénomène d' « offsetting » impose l'emploi d'un tungstène spécialement « dopé ».

Dans les tubes électroniques, la fabrication des plaques, de certaines grilles, des supports, des scellements verre-métal absorbe des quantités considérables de molybdène ; le tantale est utilisé comme getter.

L'emploi du tungstène, pur ou allié (Cu, Ag), comme matériau de contact électrique se développe actuellement d'une façon remarquable.

Enfin, le tantale fritté poreux permet, grâce à sa grande surface spécifique et sa facilité d'oxydation anodique, le miniaturisation extrême des condensateurs de forte capacité.

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 31 MAI 1957

Considération théorique sur l'exciton ;

par M. H. Haken.

SÉANCE DU 8 NOVEMBRE 1957

Développements des méthodes optiques de résonance magnétique ;

par M. A. Kastler.

SÉANCE DU 13 DÉCEMBRE 1957

Étude des propriétés ferromagnétiques d'une série d'alliages nickel-cuivre ;

par MM. A. J. P. Meyer et C. Wolff.

L'importance des alliages nickel-cuivre dans la théorie électronique du ferromagnétisme, les résultats très divers que l'on trouve dans la littérature, nous ont amenés à reprendre la détermination précise des points de Curie et des aimantations à la saturation absolue d'une série d'alliages dont les titres s'échelonnent entre 0 et 35 % d'atomes de cuivre et qui ont été recuits 250 h à 1 000 °C sous vide. On a vérifié que la variation de l'aimantation avec le champ est donnée par la loi

$$\sigma_{H,T} = \sigma_{\infty,T}\left(1 - \frac{b}{H^2}\right) + \chi H.$$

Le coefficient b varie en sens inverse de la température et de la teneur en cuivre ; la susceptibilité χ, qui semble indépendante du champ, croît avec la température et la concentration en cuivre.

La loi $\sigma_{\infty,T} = \sigma_{\infty,0}(1 - AT^{5/2})$ représente convenablement la variation de $\sigma_{\infty,T}$ en fonction de la température, dans l'intervalle de température exploré.

Les points de Curie et les aimantations absolues varient linéairement avec la concentration jusqu'à 30 % d'atomes de cuivre ; les points de Curie s'extrapolent à $\theta = 0$ °K pour 57 % d'atomes de cuivre, les aimantations s'extrapolent à $\sigma_{\infty,0} = 0$ pour 52,5 % d'atomes de cuivre.

Ces résultats sont notablement différents de ceux admis classiquement.

SECTION DE TOULOUSE

SÉANCE DU 21 MARS 1958

(*) 1. — Deux modèles de sources d'ions adaptables à la spectroscopie de masses ;

par MM. D. Blanc et A. Degeilh,

Service de Spectroscopie de masses,
Laboratoire d'Optique électronique du C. N. R. S.,
Toulouse.

(Communication présentée par M. A. Degeilh.)

La réalisation de dispositifs de spectroscopie de masses nous a conduits à effectuer des études systématiques sur les sources d'ions. Nous décrivons ici les résultats obtenus sur deux modèles de sources.

I. Source a bombardement électronique (*fig.* 1). — Nous avons réalisé une source du type Nier [1] mais sans utiliser un champ magnétique auxiliaire. Son fonctionnement a été adapté à des tensions d'accélération plus élevées que celles employées jusqu'ici et réglables de 0 à 12 kV.

Description de la source. — La structure est voisine de celle réalisée par Vauthier [2]. L'ionisation du gaz à analyser est obtenue dans la chambre B (*fig.* 2) par chocs d'électrons lents. Le faisceau très aplati d'électrons émis par le filament de tungstène F, est réglé par le wehnelt G, puis recueilli dans le collecteur C, après traversée de la chambre B. L'extraction des ions est réalisée perpendiculairement au faisceau électronique. L'électrode P est portée à un potentiel légèrement positif (quelques volts) par rapport à la chambre B.

La vue éclatée de la source (*fig.* 1) présente ses divers éléments constitutifs. La chambre d'ionisation B, parfaitement étanche, reçoit le gaz à analyser par une pipe d'admission située à sa partie supérieure. Enfin, le faisceau d'ions est reçu dans un cylindre de Faraday, après accélération par l'électrode E.

Fonctionnement. — Nous avons déterminé les conditions optima de fonctionnement par variations systématiques des paramètres géométriques et des potentiels appliqués aux diverses électrodes. La construction mécanique permet de régler les distances filament-wehnelt, canon à électrons-chambre d'ionisation, chambre-collecteur. Les fentes collimatant les faisceaux électroniques et ioniques sont également réglables.



Fig. 1. — Vue « éclatée » de la source à bombardement électronique.

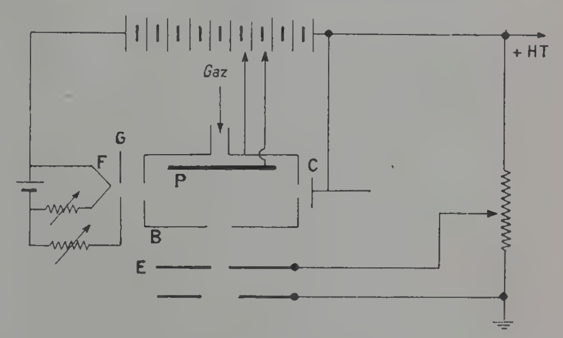


Fig. 2. — Schéma de la source à bombardement électronique.

On trouvera sur la figure 2 la répartition des potentiels obtenus à partir de la haute tension. Le courant électronique dans le collecteur C varie de 50 à 750 μA, selon la pression du gaz dans la chambre B. Les électrons sont accélérés sous des différences de potentiel variant de 22 à 525 V. Les meilleurs débits ioniques sont obtenus pour une différence de potentiel, entre la chambre B et le filament F, de 300 V dans l'argon et de 260 V dans l'air et, entre le collecteur G et la chambre B, de 135 V dans l'argon et de 110 V dans l'air.

Résultats. — Quelques résultats obtenus par nous ont été publiés dans [3] : le courant ionique augmente (tension d'accélération des ions égale à 5 000 V) à mesure que la pression du gaz dans la source croît. Le fonctionnement est stable pour des pressions comprises entre 10^{-4} et 3.10^{-3} mm de mercure. Lorsque la pression dépasse 5.10^{-3} mm de mercure, il se produit une instabilité et la source devient inutilisable.

A pression constante, le meilleur débit ionique est obtenu pour des tensions d'accélération élevées et, dans le cas de l'air ou de l'argon, le débit ionique croît linéairement avec la tension.

Le courant ionique recueilli dans le cylindre de Faraday dépasse 50 µA pour un débit général de la haute tension de 100 µA et pour une pression dans la source de 3.10^{-3} mm de mercure ; le rapport débit ionique/débit total est supérieur à 1/2. Dans les cas les plus défavorables, ce rapport est voisin de 1/5 pour l'argon et de 1/3 pour l'air.

II. Source a excitation de haute fréquence. — Cette source, du type Thonemann [4], permet d'obtenir un débit ionique beaucoup plus important que celui fourni par la source précédente. Les résultats expérimentaux préliminaires donnés ici doivent être très notablement améliorés.

Description. — La chambre d'ionisation, en pyrex, a un diamètre interne de 30 mm et une hauteur de 96 mm. Deux boucliers en pyrex isolent les électrodes de la décharge.

L'excitation H. F. est appliquée au gaz au moyen d'une bobine de 3 spires de cuivre de 3 mm de diamètre, entourant la source. Le signal de l'oscillateur est couplé inductivement à cette bobine, mise en résonance par un condensateur réglable. La puissance de l'oscillateur est de 40 W, sa fréquence de 200 MHz. L'alimentation a été construite par le laboratoire de Radioélectricité de l'École Nationale Supérieure d'Électrotechnique et d'Hydraulique de Toulouse. (Pr Dupin.)

Résultats. — Les meilleures conditions de fonctionnement correspondent à une tension d'extraction de l'ordre de 3 kV ; c'est pour une tension d'extraction voisine de 500 V que s'amorce la décharge H. F., pour une pression de 10^{-2} mm de mercure dans la chambre.

Le débit ionique dépend fortement de la position et de la forme de l'électrode d'extraction. Cette électrode est mobile et peut prendre toutes les positions possibles par rapport au niveau horizontal du bouclier de pyrex inférieur. Une étude systématique des formes d'électrodes d'extraction est en cours.

Pour un faisceau fortement divergent, le débit ionique est de 700 µA dans un cylindre de Faraday de 3 cm de diamètre intérieur, placé à 5 cm au-dessus de la source, avec un canal d'extraction de 3 mm de diamètre, sans employer d'électrode de focalisation.

Tout dépôt métallique sur les parois supprime l'extraction du faisceau ionique et l'on doit prendre des précautions de refroidissement.

Nous tenons à exprimer notre respectueuse reconnaissance à M. le Directeur G. Dupouy pour l'intérêt constant qu'il a pris à cette étude et pour toute l'aide qu'il a bien voulu nous accorder.

[1] Nier (A. O.), *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 398.
[2] Vauthier (M. R.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 107.
[3] Blanc (D.) et Degeilh (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 936.
[4] Thonemann (P. C.), *Nature*, 1946, **158**, 61 ; Thonemann (P. C.), Moffatt (J.), Roaf (D.) et Sanders (J. H.), *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 483.

(*) 2. — La fusion des atomes légers ; quelques considérations relatives à la production d'énergie thermonucléaire ;

par M. M. Bayet.

I. Fission et fusion. — De même que l'énergie chimique résulte des différences de stabilité entre les édifices électroniques qui caractérisent les différentes molécules réalisables au moyen d'atomes donnés, sans modification du nombre total des électrons « périphériques », l'énergie nucléaire résulte des différences de stabilité qui existent entre les différents noyaux que l'on peut réaliser au moyen d'un nombre donné A de nucléons (il est inutile ici de distinguer entre protons et neutrons, la radioactivité β permettant de changer l'un en l'autre). Cette différence de stabilité (c'est-à-dire d'énergie potentielle interne) est, dans le cas des noyaux, beaucoup plus considérable que dans le cas des molécules, soit qu'on la rapporte à la masse totale de matière mise en jeu (dans un rapport 10^6 à 10^7), soit qu'on la rapporte à la seule masse des particules (nucléons ou électrons) qui en sont responsables (dans un rapport 10^3 à 10^4), ce qui est dû à ce que l'interaction nucléaire est bien plus considérable que l'interaction électromagnétique qui s'exerce entre les électrons.

D'après la relation d'Einstein, les édifices les plus stables parmi tous ceux qui sont réalisés avec les mêmes constituants de masse totale Σm_i sont ceux dont la masse M est la plus faible ; la différence $\Sigma m_i - M = L = Ec^2$ est appelée « défaut de masse » ou « énergie de liaison » selon qu'on la mesure en unités de masse atomique (uma) ou d'énergie (MeV) (1 uma = 931 MeV). L'énergie de réaction (chimique ou nucléaire) est égale à la différence entre les valeurs totales des énergies de liaison dans l'état initial et dans l'état final respectivement. Mais, alors que ces différences ΔL sont trop faibles pour être mesurées directement dans le cas des molécules, il n'en est pas de même dans celui des noyaux et la courbe qui donne la valeur de $l = L/A$ (énergie de liaison par nucléon) en fonction de A est bien connue ; on a évidemment $l = 0$ pour $A = 1$, puis l croît rapidement, atteint un maximum voisin de 8,5 MeV pour des valeurs de A comprises entre 40 et 100, puis décroît lentement vers $l = 7{,}5$ MeV pour les noyaux les plus lourds ($A = 250$). On pourra donc obtenir de l'énergie, soit en dissociant les noyaux les plus lourds (fission), soit en associant les plus légers (fusion). Alors que cette dernière pourrait fournir théoriquement jusqu'à 8,5 MeV par nucléon, c'est-à-dire par unité de masse atomique mise en jeu, la première ne peut guère fournir que 8,5 — 7,5 = 1 MeV/uma ; toutefois, en pratique, la différence est moins importante. En effet, pour la fission classique

$$^{235}\text{U} + \mathbf{n} \rightarrow {}^{236}\text{U} \rightarrow \text{X} + \text{Y} + 2 \text{ ou } 3\mathbf{n},$$

le rendement énergétique est de 170 MeV pour les 236 nucléons intéressés, soit environ 0,7 MeV/uma, tandis que, pour la fusion du deutérium que l'on s'efforce actuellement de réaliser, on a

$$^{2}H + {}^{2}H \rightarrow {}^{3}He + n + 3{,}2 \text{ MeV},$$

soit sensiblement 0,8 MeV/uma.

Cette énergie, dans les deux cas, représente moins du millième de la masse totale mise en jeu, mais beaucoup plus que celle que libère une réaction chimique « classique », par exemple $2H_2 + O_2 \rightarrow 2H_2O + 2 \times 2{,}5$ eV par molécule d'eau formée (0,13 eV/uma). On dispose donc là de sources d'énergie sensiblement équivalentes. Toutefois la réalisation pratique de la seconde (fusion) soulève des difficultés bien plus considérables que celle de la fission ; cette dernière en effet peut être facilement provoquée : en « ajoutant » un neutron à un noyau stable A, on obtient généralement un noyau A + 1 moins stable et même parfois spontanément fissile, si A est assez grand (cas de ^{235}U) ; en outre cette fission s'accompagne de l'émission de neutrons avec un « rendement » supérieur à l'unité, de sorte qu'il est possible d'envisager une « réaction en chaîne » dont le dégagement énergétique croît exponentiellement, ce qui conduit à une explosion (bombe « atomique ») si on ne la limite pas à la valeur maximum compatible avec la sécurité et l'utilisation au moyen de dispositifs appropriés.

Rien de tel n'est possible dans le cas de la fusion et il est indispensable de « souder » directement deux noyaux entre eux, ceci malgré la répulsion coulombienne qui tend à les écarter l'un de l'autre. Cette répulsion étant proportionnelle à leur numéro atomique Z, on a donc intérêt à opérer avec les plus légers, qui sont d'ailleurs ceux qui conduisent au meilleur rendement : en pratique, l'hydrogène et ses isotopes. La « hauteur » B de cette barrière de potentiel est d'environ 0,5 MeV pour deux protons « au contact » mais, comme dans le cas de la radioactivité α, cette barrière peut être franchie par « effet tunnel », avec une probabilité P qui, en première approximation, croît exponentiellement avec la vitesse $V = \beta c$ des particules, du moins tant que leur énergie reste assez inférieure à B [on a $P \simeq \exp(-2\pi/137\,\beta)$, soit $\log P \simeq -0{,}04/\beta$]. Si l'on tient compte de ce que la section efficace d'interaction coulombienne varie comme E^{-2}, on trouve que la section efficace de fusion passe par un maximum (de l'ordre de 1 barn) pour une énergie E de l'ordre de 0,1 MeV et qu'elle est 10^4 fois plus faible pour une énergie dix fois plus petite (10 keV). Aux énergies inférieures, P devient si faible que le phénomène devient pratiquement inobservable ; il est donc indispensable, pour « amorcer » la fusion, de porter les particules qui doivent y prendre part à une énergie bien supérieure à l'énergie d'agitation thermique qu'elles possèdent à la température ordinaire (0,04 eV à 300 °K).

Notons enfin qu'à côté de la fission proprement dite, phénomène aujourd'hui purement artificiel, la fission partielle qu'est la radioactivité α des éléments lourds est une source naturelle appréciable d'énergie pour notre globe, malgré son rendement inférieur (en moyenne 6 MeV par désintégration, soit 0,025 MeV/uma), la grande « durée de vie » et la faible concentration de ces éléments (uranium, thorium et leurs descendants) ; si l'on suppose que cette concentration est la même à l'intérieur de la Terre que dans ses couches superficielles (5.10^{-6} pour U, 10^{-5} pour Th), on arrive à un dégagement énergétique de près de 10^{-12} W/g, soit $1{,}5.10^{9}$ kWh/s pour toute la Terre (environ 1 000 fois la consommation totale actuelle...).

II. Nécessité d'une réaction « thermonucléaire ». — Elle résulte des considérations précédentes. L'énergie de 10 keV nécessaire pour obtenir la fusion semble certes modeste vis-à-vis des MeV et des BeV que sont susceptibles de fournir les accélérateurs modernes, et Rutherford a pu l'observer dès 1934 en bombardant une cible d'eau lourde par un faisceau de deutons accélérés au moyen d'un simple générateur électrostatique. Malheureusement le rendement est alors extrêmement faible, de l'ordre de 10^{-6} à 100 keV, parce que la section efficace de fusion est beaucoup plus petite que celle qui correspond au « ralentissement » des particules incidentes par excitation et ionisation des atomes de la cible, de sorte que celles qui ne fusionnent pas immédiatement dès leur impact deviennent incapables de le faire ultérieurement et que l'on retire moins d'énergie de la fusion que l'on a dû en dépenser pour accélérer le faisceau.

Il semble que l'on puisse surmonter cette difficulté en opérant au moyen d'une « cible » déjà ionisée, grâce à un champ électrique (décharge dans un milieu gazeux) ou à une élévation de température suffisante (si l'ionisation thermique commence à se manifester à des températures de l'ordre de 10 000 °, il faut, pour qu'elle se maintienne, que la vitesse des noyaux soit du même ordre de grandeur que celle de leurs électrons orbitaux, ce qui correspond, pour l'hydrogène, à une énergie d'environ 25 keV suffisante pour observer la fusion ; on peut alors supprimer le faisceau incident).

On est ainsi conduit à la conception d'un milieu réactif constitué d'atomes de deutérium ionisés formant un « plasma » dont les éléments (noyaux et électrons) sont animés d'une énergie cinétique de quelques dizaines de kiloélectronvolts ce qui, dans le cas d'un équilibre thermodynamique, correspond à un gaz porté à une température de plusieurs centaines de millions de degrés (on a $mv^2 = 2\,eV = 3kT$, soit près de 10 000 °K par eV). La fusion obtenue dans ces conditions sera dite « thermonucléaire » ; elle pourrait s'amorcer au moyen d'une décharge électrique suffisamment intense dans un gaz de deutérium, l'effet Joule fournissant au moins une partie du chauffage nécessaire (mais, la résistance du plasma variant comme $T^{-3/2}$, son efficacité décroît à mesure que T croît [1]).

Les difficultés les plus considérables proviendront de ce que le plasma va redissiper la plus grande partie de l'énergie fournie pour le chauffer. Ces pertes dépendent énormément des conditions de fonctionnement que l'on suppose devoir être celles du réacteur, mais elles seront, en tout état de cause, bien plus considérables que l'énergie nécessaire au chauffage proprement dit. Il semble de plus qu'elles doivent provenir de *tout* le volume du réacteur, et non pas seulement de sa surface, comme dans le cas des chaudières ordinaires et des réacteurs à fission (de sorte qu'il ne sera pas question ici de « volume critique minimum »), ce qui est dû aux grandes valeurs du libre parcours λ des particules du plasma (de l'ordre de 50 m), indiquées dans le tableau I en fonction de T et du nombre n de noyaux par unité de volume, d'après [1].

Tableau I (λ en cm)

$T \backslash n \rightarrow$	3.10^{10}	3.10^{12}	3.10^{14}	3.10^{16}	3.10^{18}
3.10^5	6.10^3	70	0,8	10^{-2}	$1,5.10^{-4}$
3.10^6	5.10^5	6.10^3	70	0,8	10^{-2}
3.10^7	4.10^7	4.10^5	5.10^3	60	0,7
3.10^8	4.10^9	4.10^7	4.10^5	5.10^3	60
3.10^9	3.10^{11}	3.10^9	4.10^7	4.10^5	$4,5.10^3$

Les conditions de fonctionnement actuellement envisagées correspondent à l'intérieur du rectangle en pointillé ; elles sont imposées par la nécessité d'un bilan énergétique positif et les possibilités d'utilisation de l'énergie produite (on ne peut guère dépasser 10 W/cm³ pour les réacteurs à fission, ce qui correspondrait ici à $n < 10^{15}$). Quant au bilan énergétique, il sera positif si l'énergie produite par fusion ($W = 10^{-28}$ à $10^{-29} n^2$ W/cm² ; W dépend assez peu de T, si l'on a $T > 10^8$ °K) est supérieure à l'énergie perdue ; cette dernière étant supposée entièrement rayonnée à l'extérieur du réacteur, elle vaut, d'après Heitler, $1,6.10^{-34} n^2 T^{1/2}$ W/cm³ ; elle serait supérieure à W si la température était trop faible (inférieure à 45.10^6 °K ?).

Toutefois, une densité sensiblement supérieure à 10^{15} permettrait, à rendement égal, d'abaisser quelque peu la température de fonctionnement, mais aussi réduirait l'importance relative des contaminations et simplifierait dans le même rapport le problème de l'approvisionnement en combustible (qui s'épuise très vite, vu sa faible concentration : quelques minutes ?) Peut-être en outre sera-t-il possible d'utiliser une énergie supérieure à 10 W/cm³.

Il faut remarquer que les conditions que l'on doit ainsi réaliser sont très différentes de celles qui règnent dans ces réacteurs à fusion « naturels » que sont les étoiles. Le Soleil, par exemple, « fonctionne » à 20 millions de degrés, avec une densité moyenne 4 fois plus faible que pour la Terre, ce qui correspond à $n = 10^{21}$ à 10^{22} ; il est « alimenté » par la fusion de 4 protons en un noyau d'hélium, réaction très lente (5.10^7 années) « catalysée » par le carbone ^{12}C (cycle de Bethe), de sorte que le taux de production d'énergie y est finalement très faible (3.10^{-7} W/cm³). Enfin ses dimensions sont telles ($R = 7.10^{10}$ cm) que l'on peut lui appliquer les lois des équilibres thermodynamiques et que sa surface (dont la température n'est que de 5 700 °K) rayonne selon la loi de Stefan. L'énergie ainsi émise est d'ailleurs considérable (4.10^{26} W) et la Terre, qui en est éloignée de $1,5.10^{13}$ cm, en reçoit environ 0,02 W/cm², soit en tout près de 10^{10} kWh/s (10 000 fois la consommation actuelle)... On notera que le taux de production d'énergie solaire est beaucoup plus faible que celui que l'on doit réaliser dans un réacteur à fusion, 10^8 fois en volume et 10^{15} fois en masse...

III. Réalisation pratique. — Seules des expériences préliminaires, d'ailleurs en partie secrètes, ont été effectuées jusqu'à présent. La nécessité d'obtenir des puissances instantanées de chauffage extrêmement intenses conduit à l'emploi d'un régime « pulsé » pour la décharge électrique dans le deutérium ; on l'obtiendra au moyen d'une batterie de condensateurs (10 à 100 µF) chargée à des tensions de 10 à 100 kV ; la durée de la décharge (10^{-6} à 10^{-3} s) détermine la puissance instantanée.

Les difficultés les plus considérables proviennent de la nécessité de protéger le plasma contre les pertes calorifiques et la contamination par son enveloppe (verre ou métal) ; une circonstance heureuse provient de ce que le champ magnétique intense qui accompagne le passage du courant électrique (lequel atteint 10^5 à 10^6 A) tend à resserrer les trajectoires des particules conductrices le long de l'axe de la décharge et donc les écarte des parois latérales (« pinch effect ») ; on peut d'ailleurs accroître cet effet au moyen de champs magnétiques auxiliaires ; enfin la suppression des électrodes internes sur lesquelles viennent se précipiter les ions conduit généralement à donner au tube à décharge la forme d'un tore, dont le rayon moyen atteint 3 m pour « Zéta ». Mais le problème de la stabilisation de la décharge est difficile et celui de l'utilisation pratique de l'énergie produite (dont une partie appréciable, emportée par les neutrons, pose des problèmes délicats de récupération) n'est pas encore résolu...

Pour terminer, on indique brièvement les résultats obtenus par les Russes, les Anglais (Zéta, Sceptre III), les Américains (Perhapsatron, Colombus) et les Français (expériences de Hubert à Fontenay).

[1] Bayet (M.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 380.

ERRATUM

aux Comptes rendus insérés dans le *Journal de Physique*, t. **18**, n° **11**, novembre 1957.

Page 83S, ligne 9 de la colonne de gauche, *au lieu de* pose h, *lire* pose 1h.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 3e trim. 1958. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe)

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

SÉANCE DU 11 MAI 1957

(organisée en commun avec la Société des Radioélectriciens et la Société française des Électriciens, 6e et 8e sections)

Ferroxplana, nouveau type de ferrites pour fréquences élevées ;

par M. le Dr H. P. J. Wijn,
du Laboratoire de Recherches Philips, Eindhoven.

Plusieurs nouveaux groupes d'oxydes ferromagnétiques à structure hexagonale ont été découverts ; leurs propriétés magnétiques sont discutées en rapport avec leurs compositions chimiques et leurs structures cristallines. Il s'avère que certains de ces ferrites ont des propriétés très favorables à leur utilisation aux fréquences supérieures à 100 MHz, qui est la limite d'emploi des ferrites à structure cubique.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 31 JANVIER 1958

I. — Assemblée générale.

L'Assemblée générale annuelle de la Société française de Physique s'est tenue le vendredi 31 janvier 1958 à 17 h 30, dans l'Amphithéâtre de Physique de la Faculté des Sciences, 1, rue Victor Cousin, sous la Présidence de M. le Professeur Louis Néel, Membre de l'Institut, Président de la Société en 1957.

L'ordre du jour comporte :

a) approbation du Rapport de la Commission des Comptes sur l'exercice 1956-1957 (année 1957) ;

b) élection de quatre membres du Bureau, sept membres du Conseil et un membre d'honneur ;

c) rapport moral du Président sortant ;

d) allocution du Président entrant ;

e) questions diverses.

Il est tout d'abord procédé au vote dont le résultat sera proclamé en séance ordinaire après dépouillement par les scrutateurs : MM. F. Netter et F. Poulard.

M. le Président donne ensuite la parole à M. Maurice Blondin chargé de présenter le rapport de la Commission des Comptes.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1956-1957 (ANNÉE 1957)

Mesdames, Messieurs,

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1956-1957 (année 1957) de notre Société.

Actif. — L'actif comptabilisé, s'élevant à 18 096 075 F, comprend : 1° des titres pour une valeur de 7 560 140 F, dont 904 454 F comme placement du fonds de réserve et 6 655 686 F comme placement des disponibilités ; 2° un cautionnement de garantie vis-à-vis du Grand Palais de 100 000 F ; 3° des éléments disponibles ou réalisables pour un montant de 10 435 935 F.

Les certificats des titres déposés en banques et les pièces justificatives des espèces en caisse et en banques au 31 octobre 1957, nous ont bien été présentés.

Les éléments non comptabilisés figurant au bilan comprennent les 431 actions de la Société *Journal de Physique*, les ouvrages en dépôt à la Librairie Gauthier-Villars, les créances restant à recouvrer sur quelques participants à l'Exposition annuelle, les cotisations dues et non encore payées.

Passif. — Au passif, figurent : 1° ce que possède en propre la Société française de Physique, à savoir le fonds de réserve de 904 454 F, en augmentation de 42 500 F, montant des cotisations reçues de nouveaux membres à vie, représenté obligatoirement par des titres et, sous le nom de provisions libres, d'une part, le solde de l'exercice 1956, soit 12 085 825 F, et, d'autre part, le solde créditeur du compte des ressources et des charges de 1 983 828 F, soit un montant global des provisions libres de 14 069 653 F, représenté par des titres pour 6 655 686 F et par des espèces pour 7 413 967 F ; 2° une somme de 1 215 832 F revenant à la Société *Journal de Physique* provenant de la rétrocession des 6/10e de 2 026 387 F, montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice, en échange de la fourniture de 1 256 abonnements à la publication *Le Journal de Physique et le Radium* ; 3° une somme de 1 906 136 F appartenant au Comité français de Physique dont la Société française de Physique assume la gestion.

Les sommes dues à la Société *Journal de Physique*

et au Comité français de Physique, ensemble 3 121 968 F, sont représentées par des espèces disponibles à tout moment sur la trésorerie.

Compte des ressources et des charges. — L'examen du « *Compte des ressources et des charges* » fait ressortir un montant total des ressources de 17 682 262 F ; les charges se sont élevées à 15 698 434 F, d'où un excédent des ressources de 1 983 828 F représentant le solde créditeur indiqué plus haut.

Le poste le plus important de ce chapitre est celui relatif aux recettes de l'Exposition annuelle et de son catalogue, soit 15 318 165 F qui, déduction faite des frais engagés 11 909 055 F, laisse un bénéfice de 3 409 110 F, non comprise une somme de 770 730 F encore due par les exposants à la date de clôture de l'exercice de notre Société.

Du côté charges, figurent les frais de fonctionnement propres à la Société, soit 2 573 547 F contre 1 783 126 F l'année passée. Ce poste n'appelle aucune observation de notre part.

Compte tenu des ressources diverses comprenant les intérêts du portefeuille et différents dons, s'élevant au total à 337 710 F, le compte d'exploitation de notre Société fait ressortir cependant un déficit de 1 425 282 F que les résultats de l'Exposition 1957 ont permis de combler.

D'après la statistique établie au 31 octobre 1957, le nombre des membres est en augmentation, soit 1 216 contre 1 163 en 1956.

En conclusion, le bilan, grâce aux résultats de l'Exposition, accuse encore cette année une situation satisfaisante et nous vous demandons de bien vouloir approuver la situation financière telle qu'elle vient de vous être présentée.

Les Membres de la Commission :
Maurice Blondin, *rapporteur* ;
Félicien Blottiau,
Eugène Dupuy.

Le rapport de la Commission des Comptes est mis aux voix et adopté.

M. le Président Néel communique ensuite le rapport moral qui résume les activités de la Société au cours de l'année écoulée :

Mes chers Collègues,

Depuis le mois de janvier 1957, la Société française de Physique déplore la mort de 11 de ses membres et parmi eux nous ressentons plus particulièrement la disparition de M. André Mayer, Membre de l'Institut et de l'Académie de Médecine, de M. Robert Esnault-Pelterie et de M. Émile Brylinski. Nous prions les familles des disparus d'accepter les condoléances les plus sincères de la Société.

Pendant la même période nous avons perdu 16 de nos membres par démission, dont 5 collectivités. En contre-partie, nous comptons du 1er novembre 1956 au 1er novembre 1957, 78 adhésions dont celles de 3 collectivités. C'est un bilan particulièrement favorable que nous devons à l'actif prosélytisme de quelques membres de la Société que nous remercions particulièrement ici. Citons, à ce propos, l'heureuse initiative qui consiste à offrir le service d'un an du *Journal de Physique* aux 24 premiers agrégés de Physique de l'année : 16 pour l'agrégation masculine et 8 pour l'agrégation féminine. Nous espérons que ces jeunes physiciens tiendront à rester dans notre Société.

L'activité scientifique de la Société s'est maintenue d'une manière extrêmement satisfaisante pendant toute l'année aussi bien à Paris que dans les sections de Province. Le nombre des échanges interuniversitaires de conférenciers dans les sens Paris-Province et Province-Province s'est intensifié et nous avons essayé de les favoriser par des concours financiers.

J'espère traduire le sentiment unanime de nos membres en souhaitant qu'une telle politique soit poursuivie. Nous avons eu aussi le plaisir de recevoir en 1957 plusieurs conférenciers étrangers : le Dr H. P. J. Wijn, des Laboratoires Philips à Eindhoven, venu nous parler des ferroxplanes, types nouveaux de ferrites, du Dr G. Wald, de l'Université de Harvard, qui a fait un exposé sur les bases moléculaires de la vision, du Pr H. L. Welsh, de Toronto, sur le spectre infrarouge de l'hydrogène liquide ou solide.

Nous devons à l'initiative de notre sympathique Secrétaire général l'organisation d'une journée spécialisée groupant un grand nombre de communications de même nature. Elle s'est tenue le 26 octobre 1957 dans la galerie de la Salle des Fêtes de la Maison Internationale de la Cité Universitaire et a remporté un très grand succès. La matinée a été consacrée à la structure électronique des solides avec 7 communications et l'après-midi à la structure atomique déterminée par les méthodes de radiofréquences avec 6 communications ; un déjeuner organisé au Restaurant universitaire, ainsi qu'un thé, ont permis aux auditeurs de prolonger agréablement les discussions. Cette formule paraît heureuse et devrait être maintenue.

Notre Exposition annuelle d'instruments et matériel scientifiques a eu lieu du 2 au 9 mai 1957, sous les éminents patronages de M. Billières, Ministre de l'Éducation Nationale, et de M. Lacoste, Ministre du Commerce et de l'Industrie. Elle a remporté un très grand succès. Elle s'est tenue comme l'année dernière dans les Galeries du Grand Palais et dans les salles du Palais de la Découverte qui ont été mises à notre disposition par M. Léveillé que nous tenons à remercier tout particulièrement.

Comme d'habitude, plusieurs conférences ont été données à l'occasion de cette manifestation : celle du R. P. Lejay, Membre de l'Institut, Président de l'Union Internationale de Radioélectricité scientifique, sur l'ionosphère, du Dr D. H. Wilkinson, du Cavendish Laboratory, Prix Holweck 1957, sur les noyaux de masse 16, du Professeur J. Yvon, Directeur du Département Piles au Commissariat à l'Énergie Atomique, sur les piles atomiques en France et du Professeur Schatzman sur le berceau des étoiles et les sources de rayonnement cosmique.

Également à cette occasion, au cours d'une séance solennelle organisée le 3 mai 1957, la médaille Holweck a été remise au Dr D. H. Wilkinson ainsi que les prix suivants décernés par notre Société : le prix Ancel et une médaille à M. J. Meinnel, de la Faculté des Sciences de Rennes ; le prix A. Cotton à M. J.-E. Blamont, Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique ; le prix Langevin à M. Ayant, de la Faculté des Sciences de Grenoble ; le prix I. Joliot-Curie à M. G. Bouissières, de l'Institut du

Radium, et enfin le prix F. Esclangon à M. A. Boulloud, de la Faculté des Sciences de Rennes.

A l'occasion du concours général, la Société française de Physique a décerné aux lauréats 3 prix et 11 accessits, notamment les tomes II et III de l'Encyclopédie française, l'Astronomie populaire, etc..

La Société Kodak-Pathé a continué cette année à manifester sa générosité en faveur de notre Société sous la forme d'un don de 50 000 F.

Dans quelques instants, je transmettrai mes pouvoirs à notre nouveau Président M. Jacquinot ; la Société ne pourrait être en meilleures mains. L'Optique et notamment l'Optique instrumentale constituent une branche de la Physique dans laquelle les physiciens français se sont toujours particulièrement distingués ; Fresnel et Foucault ont trouvé d'illustres successeurs et les opticiens français d'aujourd'hui n'ont rien à envier à leurs aînés. Les travaux de M. Jacquinot sur l'apodisation des figures de diffraction trahissaient déjà un esprit très original mais les voies nouvelles qu'il a ouvertes en spectroscopie interférentielle, en renouvelant complètement le mode d'emploi des interféromètres classiques, tels que celui de Fabry-Perot, par balayage et utilisation de la transformation de Fourier, me paraissent encore plus fécondes ; elles montrent en tous cas que rien n'est jamais terminé, même en physique classique, et c'est une grande leçon pour les jeunes.

Je ne voudrais pas terminer sans exprimer à M. Maréchal, Secrétaire général, mes sentiments de gratitude pour les immenses services qu'il rend à notre Société à laquelle il consacre tant de son énergie malgré ses lourdes charges d'enseignement et sa magnifique activité de chercheur. Je voudrais aussi remercier le dévouement de notre Trésorier M. G. Yvon, celui de nos Secrétaires MM. Crussard et Netter et tout particulièrement celui de notre très actif Agent général M. Poulard auquel l'organisation de notre Exposition annuelle et la vie journalière de notre Société doivent tant.

M. P. Jacquinot, Président entrant, en succédant à M. Néel, prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Les statuts de la Société française de Physique imposent aux nouveaux Présidents d'attendre une année avant de pouvoir adresser leurs remerciements à ceux qui les ont appelés à cet honneur. Les remerciements retardés que j'adresse ainsi aux membres du Conseil et aux membres de la Société n'en sont pas moins sincères.

Bien que je n'aie pas osé souhaiter cet honneur et que je pense que bien d'autres choix eussent été préférables, j'y suis d'autant plus sensible que je me suis toujours intéressé — et souvent très activement — à la vie de la Société dont j'ai, en effet, été Secrétaire général pendant 6 ans. C'est certainement, d'ailleurs, cette circonstance qui explique la proposition du Conseil. Un ancien secrétaire général, qui connaît bien les conditions de fonctionnement, peut être souvent utile et, d'après les statuts de la Société, il n'existe pas d'autre moyen pour l'associer de façon permanente au Conseil, que d'en faire un ancien Président, ce qui exige le passage par l'état intermédiaire et provisoire de Président.

Je dois aussi adresser des remerciements au Président sortant, M. Louis Néel, d'abord pour les paroles évidemment trop élogieuses qu'il a prononcées à mon égard et ensuite pour le dévouement dont il a fait preuve en assumant de façon effective — et combien efficace — la présidence, malgré l'éloignement et des charges très nombreuses. C'est un redoutable honneur que de succéder à M. Néel dont nous n'oublierons pas le passage à la présidence de la Société. Sa personnalité exceptionnelle, son prestige et son autorité étaient, à priori, autant de garanties de sa réussite ; il n'a jamais hésité à se déplacer autant qu'il le fallait et personne dans la Société n'a pu s'apercevoir que nous avions un président résidant à Grenoble. Cette première expérience d'un président non parisien a été un plein succès et il faudra songer à la renouveler de temps en temps dans l'avenir.

Le président sortant fait le bilan de l'année écoulée et formule quelques regrets ; le président entrant indique les projets d'avenir et formule quelques vœux. Le vœu le plus immédiat et le plus fréquemment formulé est relatif au nombre des membres de la Société et à l'assiduité aux séances. Je ne puis mieux faire que de rappeler ici deux de mes illustres prédécesseurs. Tout d'abord la citation de M. Lucas, que M. Poulard a eu la bonne idée de faire figurer sur les convocations :

« La Société française de Physique devrait compter plusieurs milliers de membres pour être à l'échelle de la population scientifique et technique de notre pays et tenir compte du rôle culturel et technique de plus en plus fondamental des sciences physiques.

Un effort considérable doit donc être poursuivi sans relâche pour accroître le nombre des adhérents ; chacun de nous devrait se fixer comme objectif de promouvoir cette année une nouvelle demande d'adhésion. »

On ne peut pas dire que le résultat ait été entièrement atteint. L'augmentation de l'effectif ayant été de l'ordre de 8 %, il y a encore un bout de chemin à faire pour arriver aux 100 % souhaités si judicieusement par M. Lucas. Je renouvelle avec insistance son appel ; que chacun de vous fasse dans son entourage le pointage des non-membres de la Société, il trouvera certainement des cas étonnants et il s'apercevra que le souhait de M. Lucas n'est pas irréalisable.

En remontant plus haut, je voudrais rappeler ce que disait, en 1931, mon Maître Aimé Cotton, quand il prenait la présidence de la Société :

« Je me souviens même d'avoir souvent assisté, dans cette salle, aux séances de la Société bien avant d'en être membre moi-même. A l'époque lointaine où je préparais l'agrégation, mes camarades et moi nous venions déjà ici toutes les fois que nous le pouvions. Si je compare l'aspect de la salle alors et aujourd'hui, je suis bien obligé de constater que le nombre des personnes écoutant les communications était supérieur à celui d'aujourd'hui, alors que le nombre des membres de la Société s'est pourtant accru et que l'âge moyen des auditeurs était certainement moins élevé. Nous devons tous, mes chers Collègues, faire nos efforts pour que les jeunes travailleurs viennent tous ici, qu'ils y fassent des communications et des expériences, qu'ils y présentent des appareils nouveaux, qu'ils ne craignent pas non plus de demander la parole, de poser des questions et d'exprimer leur opinion, même si cette opinion

devait changer bien vite et même au risque de laisser échapper quelque sottise ; cela arrivera certainement, en tous cas, à votre président. Le développement prodigieux de la physique est tel que personne ne peut prétendre à une compétence universelle. La Société française de Physique a un rôle important à jouer, maintenant qu'il s'est formé auprès d'elle d'autres Sociétés plus spécialisées ; c'est elle qui doit établir entre elles les liens qui sont tout à fait nécessaires à leurs progrès futurs. Elle jouera ce rôle, elle continuera à grandir et à prospérer de toutes façons si la jeunesse apporte ici son entrain, sa bonne humeur et son enthousiasme. »

Je pense qu'il y aurait très peu de chose à changer à cette citation pour qu'elle devienne tout à fait actuelle. Depuis ce temps la définition d'une « Physique générale » est devenue encore plus difficile et la nécessité de contacts « interarmes » encore plus impérieuse.

Comme je ne veux pas abuser de vos instants, je ne vous dirai qu'un mot des projets de la Société pour cette année. Il s'est avéré assez difficile d'animer régulièrement les traditionnelles séances mensuelles de la Société qui ne correspondent peut-être plus tout à fait aux conditions de travail actuelles. Le bureau de la Société songe donc à développer la nouvelle formule expérimentée l'année dernière, qui consiste à remplacer, au moins partiellement, les séances mensuelles par des séances plus espacées et plus longues, d'une journée ou d'une demi-journée, consacrées à des sujets bien définis. Trois journées de ce type pourraient être organisées ainsi en 1958 ; les sujets n'en sont pas encore définitivement choisis et les suggestions qui pourraient être faites par les membres de la Société seraient encore bien accueillies.

L'exposition s'annonce cette année aussi bien que les années précédentes. Elle sera accompagnée de trois ou quatre grandes conférences auxquelles nous tâcherons d'obtenir un succès égal à celui de l'année dernière. Le prix Holweck franco-anglais sera décerné, comme toutes les années paires, à un Français : le Conseil de la Société a proposé — confidentiellement — trois noms à la Physical Society dont nous attendons maintenant le choix final. Les cinq Prix français seront décernés bientôt et remis au moment de l'Exposition.

Le maintien de la vie et l'évolution d'une Société comme la nôtre ne sont possibles, nous le savons tous, que grâce à la présence des animateurs permanents. Ce n'est pas trop que justice leur soit rendue deux fois en une séance annuelle ; c'est pourquoi je n'hésiterai pas à répéter les remerciements et les louanges adressés par le Président sortant au Secrétaire général, notre sympathique Collègue A. Maréchal, à G. Yvon, ainsi qu'aux Secrétaires de Section M. Françon et F. Netter, à P. Barchewitz pour l'Exposition et à F. Poulard dont le rôle dans le fonctionnement de la Société est de plus en plus important et efficace.

Avant de vous présenter le Conférencier, je voudrais saluer la présence du Dr R. V. Pound, Professeur à l'Université de Harvard, actuellement Professeur d'échange à l'Université de Paris, dont les travaux sur la résonance magnétique sont connus de tous.

Et maintenant nous allons enfin entendre la Conférence du Professeur H. B. G. Casimir. Notre conférencier, qui est actuellement Directeur des importants Laboratoires de Physique de la Société Philips en Hollande, est très connu dans des domaines divers de la Physique pure et appliquée. Les spectroscopistes de l'optique et des radiofréquences connaissent bien et utilisent toujours la fameuse formule de Casimir relative à la structure hyperfine, qui date de 1935 ; les spécialistes du magnétisme et de la physique de l'état solide connaissent bien les travaux dont il va nous entretenir aujourd'hui ; enfin ses travaux de thermodynamique statistique sont aussi bien connus. En outre le Professeur Casimir dirige toute l'activité de recherche sur les tubes électroniques. Il n'est peut-être pas inutile de signaler qu'il est aussi membre du Conseil d'administration de la Société Philips, ce qui constitue un exemple assez rare, je crois, de reconnaissance du rôle que la recherche doit jouer dans l'industrie.

II. — Séance ordinaire.

Quelques travaux récents sur le magnétisme ;

par M. H. B. G. Casimir,
des Laboratoires Philips à Eindhoven, Pays-Bas.

Après avoir résumé quelques notions fondamentales, le conférencier expose les questions suivantes :

Désaccommodation dans les ferrites de ferro-manganèse. Étude de la diminution en fonction du temps de la perméabilité très élevée observée après désaimantation. Il est montré que cet effet dépend du mouvement des parois.

La relation de Snoek entre la perméabilité des ferrites et les pertes à haute fréquence par résonance gyromagnétique. Possibilité d'obtenir des fréquences de résonance plus élevées pour des substances hexagonales.

Réalisation de cette idée dans les substances de la catégorie « ferroxplana », substances hexagonales avec un plan d'orientations préférées. Quelques données sur leur structure cristalline et leurs propriétés.

Étude par une méthode optique des domaines de Weiss dans le « ferroxdure », substance hexagonale à un axe d'orientation préférée.

Les aimants permanents métalliques ; résultats récents sur la structure du « Triconal ».

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

Mlle Ader (Marie), Chargée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 4 *bis*, rue d'Estrées, Paris (7e), présentée par Mlles J. Yuassa et G. Albouy.

M. Beortey (René), Ingénieur E. P., Licencié ès Sciences mathématiques, Ingénieur au Centre d'Études Nucléaires de Saclay, 11, villa Buzenval, Boulogne (Seine), présenté par Mme H. Faraggi et M. F. Netter.

Mme Blandin-Vial (Jeannine), Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 15, rue Georges Clémenceau, Orsay (Seine-et-Oise), présentée par MM. S. Rosenblum et M. Valadarès.

M. Bok (Julien), Ancien Élève de l'École Normale Supérieure, Agrégé des Sciences physiques, Agrégé préparateur à l'École Normale Supérieure, 51, rue Louis Blanc, Paris (10e), présenté par MM. P. Aigrain et L. Godefroy.

Mme Bon (Monique, née Dauphin), Agrégée des Sciences physiques, Professeur au Lycée de Jeunes Filles de Vichy, 28, avenue Carnot, Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme), présentée par MM. A. Kastler et A. Maréchal.

M. Bounin (Paul), Agrégé ès Sciences physiques, 194 *bis*, rue de Rivoli, Paris (1er), présenté par MM. A. Maréchal et M. Françon.

Mlle Casset (Jacqueline), Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Marseille, place Victor Hugo, Marseille (3e), présentée par MM. P. Rouard et P. Bousquet.

MM. Cerf (Roger), Maître de Conférences, 3, rue Sjielmann, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par MM. S. Nikitine et P. Pluvinage.

Chaminade (Robert Sigebert), Ingénieur au Centre d'Études Nucléaires de Saclay, 25, rue du Belvédère, Plessis-Robinson (Seine), présenté par MM. A. Berthelot et E. Cotton.

Chovin (Jules Jean), Ingénieur de l'École Centrale des Arts et Manufactures, Sté A. Jobin et G. Yvon, 12, rue du Professeur Fleming, Châtenay-Malabry (Seine), présenté par MM. G. Yvon et A. Maréchal.

Coste (Jean), Ingénieur aux Laboratoires de Recherches Kodak-Pathé, 30, rue des Vignerons, Vincennes (Seine), présenté par MM. M. Abribat et R. Pinoir.

Depommier (Pierre), Agrégé de Physique, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 1, cours de la Libération, Grenoble (Isère), présenté par MM. R. Bouchez et J. Teillac.

Dolique (Jean-Michel), Ancien Élève de l'École Normale Supérieure (Saint-Cloud), Agrégé de l'Université, Chercheur, 19, avenue de la Porte Brunet, Paris (19e), présenté par MM. J.-B. Laval et P. Barchewitz.

Dominicis (Cyrano de), M. Sc., Ph. D., Ingénieur du Corps des Mines, 6 *bis*, rue des Écoles, Paris (5e), présentépar MM. R. Nataf et A. Berthelot.

École supérieure des Sciences de Reims, 11, rue du Jard, Reims (Marne), présentée par MM. M. Curie et J. Mattler.

M. Eurin (Marcel), Professeur agrégé de Physique, Lycée Charlemagne, 323, rue Saint Martin, Paris (3e), présenté par MM. G. Guinier et A. Maréchal.

Mme Garin (Arlette), Agent technique, 552, cité de la Plaine, Clamart (Seine), présentée par Mme H. Faraggi et M. F. Netter.

MM. Gendrin (Roger), Agrégé de l'Université, Chercheur au Centre National de la Recherche Scientifique, 57, avenue du Maine, Paris (14e), présenté par Mlle G. Berthet et M. F. Lurçat.

Gillet (Vincent), Licencié ès Sciences, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 106, rue d'Assas, Paris (6e), présenté par MM. A. Berthelot et C. Schuhl.

Giraud (Jacques Paul), Ingénieur, 20, rue Le Dantec, Paris (13e), présenté par MM. P. Grivet et G. Dumas.

Mlle Juillard (Andrée), Licenciée ès Sciences, Stagiaire au Centre National de la Recherche Scientifique, route Nationale, Saint-Jean-d'Ardières (Rhône), présentée par MM. A. Moussa et J. Lafoucrière.

MM. Landesman (André), Diplômé E. S. P. C. I. (Physique), Licencié ès Sciences, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 41, rue Berthe, Paris (18e), présenté par MM. A. Abragam et I. Solomon.

Lehmann (Pierre), Ancien Élève de l'École Polytechnique, 12, avenue Léon Gambetta, Montrouge (Seine), présenté par MM. E. Cotton et F. Netter.

Lequeux (James), Agrégé de l'Université, Ancien Élève de l'École Normale Supérieure, 13, boulevard de la République, Neuilly-sur-Marne (Seine-et-Oise), présenté par MM. M. Françon et A. Maréchal.

Lesgourgues (Jean), Licencié ès Sciences, Ingénieur, villa Jeanne. Sainte-Eulalie (Gironde), présenté par MM. M. Jean et A. Massoulier.

Maennel (Edmond), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 27, avenue de la Forêt Noire, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par MM. G. Foëx et P. Pluvinage.

Mme Marguin (Paulette), Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 69, rue Raulin, Lyon (7e), présentée par MM. A. Moussa et J. Lafoucrière.

Mlle Meunier (Denise), Professeur agrégée au Lycée de Jeunes Filles de Troyes, 5, rue Watteau, Le Vésinet (Seine-et-Oise), présentée par MM. A. Maréchal et F. Netter.

MM. Meyer (André), Maître de Recherches, Institut de Physique, 3, rue de l'Université, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par MM. G. Foëx et R. Forrer.

Miller (Jacques), Licencié ès Sciences, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 2, square Jean Viollet, Fontenay-aux-Roses (Seine), présenté par MM. C. Tzara et C. Schuhl.

Perez y Jorba (Jean), Chargé de recherches au Centre National de la recherche Scientifique, Docteur ès Sciences, Agrégé de Physique et Chimie, Ancien Élève de l'École Normale Supérieure, 80, rue Bonaparte Paris (6e), présenté par MM. P. Aigrain et L. Godefroy.

Perriot (Gaston), Ingénieur au Centre d'Études Nucléaires de Saclay, Service de Physique mathématique, boîte postale no 2, Gif-sur-Yvette (Seine-et-Oise), présenté par MM. A. Herpin et P. Aigrain.

Perussel (Roger), Élève au Conservatoire National des Arts et Métiers, 19, rue Marius Jacotot, Puteaux (Seine), présenté par MM. P. Fleury et A. Maréchal.

Rimpault (Marcel), Chef de Travaux en Physique théorique, 22, rue Genesta, Caudéran (Gironde), présenté par MM. M. Jean et A. Massoulier.

Mlle SAUNIER (Noëlle), Ingénieur, 30, rue Castagnary, Paris (15e), présentée par MM. F. Netter et C. Schuhl.

M. SÈVE (Robert), Ingénieur aux Laboratoires Kodak-Pathé, 30, rue des Vignerons, Vincennes (Seine), présenté par MM. M. Abribat et R. Pinoir.

Mlle SZTEINSZNAIDER (Dolly), Licenciée ès Sciences, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 9, rue Saint Sébastien, Paris (11e), présentée par MM. E. Cotton et F. Netter.

MM. TAMAS (Gabriel), Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 1, avenue des Charmes, Fontenay-sous-Bois (Seine), présenté par MM. C. Schuhl et C. Tzara.

TAXY (Marcel), Licencié ès Sciences, Chef de Travaux de Physique industrielle, 9, boulevard Georges Clémenceau, Marseille (4e), présenté par MM. R. Mérigoux et P. Rouard.

THIRION (Jacques), Docteur ès Sciences, Ingénieur de l'Aéronautique, 28, rue des Bruyères, Sèvres (Seine-et-Oise), présenté par Mme H. Faraggi et M. F. Netter.

TOUSSET (Jean), Stagiaire de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 37, rue des Remparts d'Aisnay, Lyon (Rhône), présenté par MM. A. Moussa et J. Lafoucrière.

Mlle WRZESIŃSKA (Apolonie Anna), Docteur ès Sciences, Toruń, ul Matejki 30/3 (Pologne), présentée par MM. M. Curie et N. Arpiarian.

Sont admis comme Membres juniors :

MM. ALLAIS (Étienne), Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique (École Polytechnique), rue de Sillery, Épinay-sur-Orge (Seine-et-Oise), présenté par MM. A. Abragam et J. Combrisson.

BALIAN (Jean Roger), Ingénieur du Corps des Mines, 22, boulevard de Charonne, Paris (20e), présenté par MM. A. Berthelot et C. Schuhl.

BORGHINI (Michel), Ingénieur de l'École Polytechnique et de l'École Supérieure d'Électricité, 47, boulevard Jourdan, Pavillon de Monaco, Paris (14e), présenté par MM. A. Abragam et J. Combrisson.

GEORGES (Claude), Licencié ès Sciences, Ingénieur, 36, avenue du Maréchal Foch, Chelles (Seine-et-Marne), présenté par MM. P. Grivet et G. Dumas.

GOLDMAN (Maurice), Diplômé E. S. P. C. I., Licencié ès Sciences, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 14, rue Henner, Paris (9e), présenté par MM. A. Abragam et I. Solomon.

Mlle LOUVEGNIES (Michèle), Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Agrégée ès Sciences physiques, 53, boulevard de Picpus, Paris (12e), présentée par MM. J. Blaise et P. Jacquinot.

M. le PRÉSIDENT proclame les résultats du vote pour le renouvellement partiel du Bureau et du Conseil :

Élections pour le renouvellement partiel du Bureau.

Nombre de votants, 59 ; suffrages exprimés, 59 ; majorité, 30.

Ont obtenu :

Vice-Président :	M. J. YVON	58 voix, élu
Trésorier :	M. G. YVON	59 voix, élu
Vice-Secrétaire :	M. A. HERPIN ...	58 voix, élu
	M. H. BRUCK	1 voix
Trésorier-Adjoint :	M. J. J. CHOVIN .	59 voix, élu

Élections pour le renouvellement de 7 Membres du Conseil.

Le mandat de M. F. ABELÈS n'ayant eu qu'une durée de 1 an est prolongé.

9 votes par correspondance sont annulés faute d'indications suffisantes, il reste : nombre de votants, 115 (59 présents, 56 par correspondance) ; suffrages exprimés, 115 ; majorité, 58.

Ont obtenu :

Résidents....	MM. J. CRUSSARD	115 voix, élu
	E. COTTON	114 voix, élu
	H. CURIEN	115 voix, élu
Non résidents	MM. Y. AYANT	114 voix, élu
	M. JEAN	115 voix, élu
	H. B. G. CASIMIR	115 voix, élu
	R. V. POUND ...	115 voix, élu
	E. GRAY	1 voix

Élection d'un Membre d'Honneur.

M. A. JOFFE .... 115 voix, élu

A la suite de ces élections le Bureau et le Conseil de la Société française de Physique sont constitués comme suit pour 1958 :

BUREAU

MM.	P. JACQUINOT	Président
	J. YVON	Vice-Président
	A. MARÉCHAL	Secrétaire général
	F. NETTER	Secrétaire
	A. HERPIN	Vice-Secrétaire
	G. YVON	Trésorier
	J. J. CHOVIN	Trésorier Adjoint

CONSEIL

1956 — renouvelables en 1959

Résidents	*Non résidents*
MM. A. ABRAGAM	Mme L. COUTURE (Rennes)
M. LEVY	MM. N. FELICI (Grenoble)
J.-F. DENISSE	C. H. TOWNES (U. S. A.)
J. FRIEDEL	R. EXTERMANN (Suisse)

1957 — renouvelables en 1960

Résidents	*Non résidents*
MM. G. GUINIER	MM. M. PERROT (Alger)
J. BROSSEL	J. RÖSCH (Toulouse)
C. DUFOUR	N. KURTI (G-B)
E. SCHATZMAN	E. AMALDI (Italie)

1958 — renouvelables en 1961

Résidents	*Non résidents*
MM. F. Abelès	MM. Y. Ayant (Grenoble)
J. Crussard	M. Jean (Bordeaux)
E. Cotton	H. B. G. Casimir (Pays-Bas)
H. Curien	R. V. Pound (U. S. A.)

MEMBRES D'HONNEUR

	MM. N. Bohr	1951	MM. E. U. Condon
1945	M. de Broglie	1952	Sir Ch. Darwin
1948	de Haas	1953	van Vleck
1948	M. Siegbahn	1954	von Laue
1949	L. de Broglie	1955	R. Oppenheimer
1949	F. Joliot	1957	E. N. de C. Andrade
1950	Debye	1958	A. Joffe

SECTION MÉDITERRANÉE

(*Marseille*)

SÉANCE DU 7 JUILLET 1958

Présidence de M. P. Rouard

(*) **1. — Étude de la propagation des ondes évanescentes dans une couche mince transparente ;**

par M. M. Bourg,

Faculté des Sciences de Marseille, Laboratoire de Physique S. P. C. N.

Introduction. — On a étudié la propagation des ondes évanescentes dans une couche mince de cryolithe déposée sur verre par évaporation thermique. Cette lame est comprise entre deux prismes à réflexion totale collés par leur face hypoténuse, au baume du Canada (fig. 1).

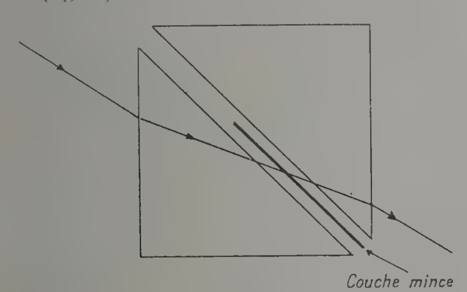


Fig. 1.

I. Détermination de l'indice et de l'épaisseur de la couche. — Pour déterminer ces constantes, on mesure les variations du facteur de transmission T, en incidence normale, en fonction de la longueur d'onde λ [1].

Pour effectuer ces mesures en incidence normale, il faut disposer d'une lame sur support prismatique de petit angle (2 à 3°) identique à celle déposée sur le prisme à réflexion totale. Dans ce but, on place côte à côte, sous la cloche à vide, le prisme et le support prismatique ; la projection effectuée, on colle un deuxième prisme et un deuxième support sur les premiers.

Le montage spectrophotométrique utilisé est celui de P. Bousquet [1].

On sait que, pour une lame homogène et isotrope d'indice n_2 et d'épaisseur d_2, comprise entre deux milieux identiques d'indice n_1 tel que $n_1 > n_2$, on a, pour un maximum du facteur de réflexion R,

$$2n_2\, d_2 = \frac{2\mathrm{k}-1}{2}\,\lambda_{\mathrm{M}}$$

et, pour le minimum suivant,

$$2n_2\, d_2 = \mathrm{k}\lambda_{\mathrm{m}}.$$

La valeur de λ qui correspond à un maximum ou à un minimum permet de calculer l'épaisseur optique $n_2\, d_2$.

La valeur du maximum du facteur de réflexion R est

$$R_{\mathrm{M}} = \left(\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_2^2 + n_1^2}\right)^2.$$

De la mesure de R_{M} on déduit n_2 et, par suite, d_2.

On a opéré sur des couches assez minces ($d_2 < 3\,500$ Å) de façon à avoir, en réflexion totale frustrée, une quantité suffisante de lumière transmise.

II. Mesures en réflexion totale frustrée. — On a opéré sur des lames de cryolithe. On a mesuré le facteur de transmission T pour diverses longueurs d'onde comprises entre 6 150 et 3 730 Å et ce pour des incidences sur la couche variant de 60°15′ à 67°15′ ; on a étudié successivement la vibration parallèle et la vibration perpendiculaire au plan d'incidence.

Les courbes obtenues sont à allure exponentielle (*fig.* 2 à 6, courbes 1 et 1′).

III. Essai d'interprétation. — On a calculé le facteur de transmission T en utilisant les valeurs numériques de n_2 et de d_2 déterminées précédemment.

On sait que, si r_1 et r_2 sont les facteurs complexes de réflexion sur les interfaces 1-2 et 2-3, on a [2]

$$r_{1\perp} = \frac{n_1 \cos\theta_1 + \mathrm{i}g_2}{n_1 \cos\theta_1 - \mathrm{i}g_2}, \qquad r_{1\parallel} = -\frac{n_2^2 \cos\theta_1 + \mathrm{i}n_1\, g_2}{n_2^2 \cos\theta_1 - \mathrm{i}n_1\, g_2},$$

$$r_{2\perp} = -\frac{n_3 \cos\theta_3 + \mathrm{i}g_2}{n_3 \cos\theta_3 - \mathrm{i}g_2}, \qquad r_{2\parallel} = \frac{n_2^2 \cos\theta_3 + \mathrm{i}n_3\, g_2}{n \;\cos\theta_3 - \mathrm{i}n_3\, g_2},$$

avec

$$g_2 = \sqrt{n_1 \sin^2\theta_1 - n_2^2}.$$

Le facteur de réflexion complexe de la couche mince s'écrit

$$r = \frac{r_1 + r_2 \exp\left(-4\pi\frac{d_2}{\lambda}\, g_2\right)}{1 + r_1 r_2 \exp\left(-4\pi\frac{d_2}{\lambda}\, g_2\right)}.$$

Dans notre cas particulier $n_1 = n_3$, donc $r_{1\perp} = -r_{2\perp}$ et $r_{1\parallel} = -r_{2\parallel}$.

Le facteur de réflexion est $R = |r|^2$; le facteur de

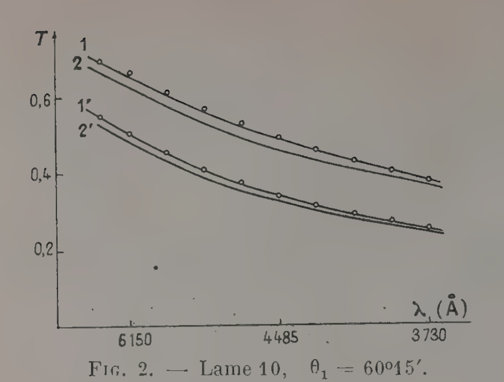


Fig. 2. — Lame 10, $\theta_1 = 60°15'$.

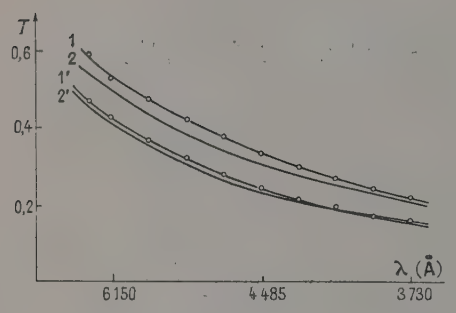


Fig. 3. — Lame 10, $\theta_1 = 62°25'$.

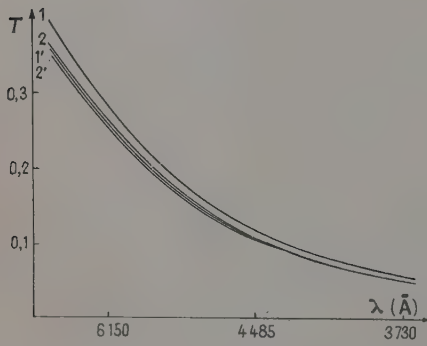


Fig. 4. — Lame 10, $\theta_1 = 67°15'$.

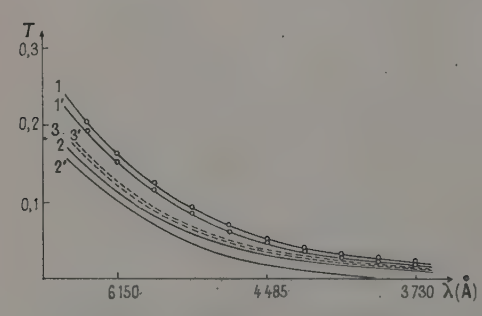


Fig. 5. — Lame 7, $\theta_1 = 67°15'$.

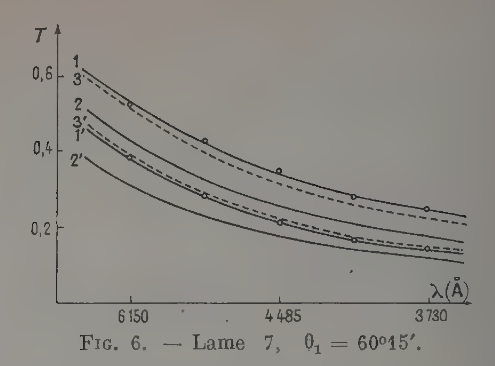


Fig. 6. — Lame 7, $\theta_1 = 60°15'$.

Fig. 2 à 6. — 1, courbe expérimentale correspondant à la vibration parallèle au plan d'incidence; 1', courbe expérimentale correspondant à la vibration perpendiculaire au plan d'incidence ; 2, courbe théorique correspondant à la vibration parallèle au plan d'incidence, sans gradient d'indice ; 2', courbe théorique correspondant à la vibration perpendiculaire au plan d'incidence, sans gradient d'indice ; 3, courbe théorique correspondant à la vibration parallèle au plan d'incidence, avec gradient d'indice ; 3', courbe théorique correspondant à la vibration perpendiculaire au plan d'incidence, avec gradient d'indice.

transmission est $T = 1 - R$, car la lame n'est pas absorbante.

On s'est aidé pour la discussion de certains résultats de la méthode graphique de D. Malé [3] ; on écrit r sous la forme

$$r = \frac{1}{r_1} \frac{\frac{r_1}{r_2} + \exp\left(-4\pi \frac{d_2}{\lambda} g_2\right)}{\frac{1}{r_1 r_2} + \exp\left(-4\pi \frac{d_2}{\lambda} g_2\right)}.$$

Dans le plan de la variable complexe, on porte (*fig.* 7)

$$\mathrm{N}\left(\frac{r_1}{r_2}\right), \qquad \mathrm{M}\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right), \qquad \mathrm{I}\left(-e^{-4\pi\frac{d_2}{\lambda}g_2}\right).$$

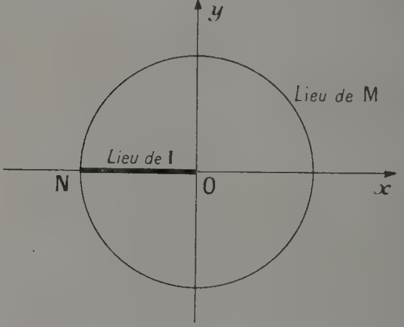


Fig. 7.

Pour effectuer les calculs on a posé $r_k = \rho_k e^{i\Delta_k}$ ($k = 1,2$).

En réflexion totale, $\rho_k = 1$. Les points M et N sont donc sur la circonférence de rayon 1 ; l'affixe de I étant réel, ce point se trouve sur l'axe des x. On a calculé

les arguments Δ_1 et Δ_2 de r_1 et de r_2 et ensuite ceux de M et de N. On a

$$R = (\text{IN}/\text{IM})^2.$$

Dans notre cas particulier où $r_{1\perp} = - r_{2\perp}$ et $r_{1\parallel} = - r_{2\parallel}$, le point N est en -1 ou en $+1$.

On peut constater que, pour toutes les couches étudiées, les courbes calculées et les courbes expérimentales ont exactement la même forme (courbes 2 et 2′ des *fig.* 2 à 6).

L'incertitude sur la position des courbes théoriques $T = f(\lambda)$, due aux erreurs sur la détermination de n_2 et de d_2, est supérieure à l'écart observé dans le cas de la lame 10 (*fig.* 2, 3 et 4).

Il n'en est pas de même pour la couche mince 7 pour laquelle le facteur de transmission mesuré est plus grand que ne le prévoit la théorie (*fig.* 5 et 6).

On en a cherché une explication dans le fait que la couche mince n'est pas assimilable à une lame homogène et isotrope. En effet, pour la lame 7, l'étude en incidence normale montre que la courbe expérimentale $T = f(\lambda)$ a un minimum non nul ($T_m = 0{,}012\,9$), ce qui indique que l'hypothèse primitive d'une couche homogène et isotrope n'est pas exacte.

Supposons l'existence d'un gradient d'indice; l'indice de la couche mince n'est plus le même sur les deux interfaces et, par suite, on n'a plus la relation $r_{1\perp} = - r_{2\perp}$.

Dans la construction graphique, le point N, au lieu d'être fixe, comme précédemment, se déplace sur la circonférence de rayon 1.

Lorsque la lame est mince, de l'ordre de 1 500 à 2 900 Å, le point I se trouve assez éloigné du point O (son abscisse est comprise entre 0,5 et 0,7) et une faible variation des arguments de M et de N produit une variation notable du rapport IN/IM (*fig.* 7) donc de

$$R = (\text{IN}/\text{IM})^2.$$

En particulier pour la lame 7, on a trouvé qu'il suffisait de supposer un gradient d'indice de 1,28 — 1,30 pour augmenter sensiblement T et faire coïncider, aux erreurs d'expérience près, les courbes expérimentales et les courbes théoriques dans le cas d'un angle d'incidence $\theta_1 = 60°15'$ (*fig.* 6, courbes 3 et 3′).

Dans le cas des incidences supérieures, les courbes expérimentales et théoriques voient leur distance diminuer dans l'hypothèse d'un gradient d'indice mais ne coïncident plus, quel que puisse être ce gradient.

On voit sur la figure 7 que la valeur minimum de R est obtenue lorsque les points M et N sont diamétralement opposés sur Ox ; or la valeur de R que l'on peut ainsi calculer est encore supérieure à celle obtenue expérimentalement.

Un gradient d'indice ne peut donc, à lui seul, expliquer l'écart entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques.

On peut en chercher l'explication dans l'existence d'une très mince couche de passage.

Par ailleurs, les deux courbes expérimentales correspondant aux deux vibrations parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence sont plus écartées l'une de l'autre que les deux courbes théoriques. Une faible biréfringence peut, sans doute, expliquer ce résultat ; on sait, en effet, que la majorité des couches minces présentent une telle biréfringence impossible à mettre en évidence par une étude en incidence normale [1].

Conclusion. — Dans certains cas les résultats expérimentaux concordent avec les valeurs calculées ; dans tous les autres cas les courbes théoriques et les courbes expérimentales ont exactement même allure et ne présentent l'une par rapport à l'autre qu'un simple décalage ; l'hypothèse d'un gradient d'indice, justifié par l'existence d'un minimum non nul du facteur de transmission en incidence normale, a permis soit de supprimer cet écart, soit de le réduire considérablement.

Il faut chercher dans la présence possible de couches de passage et d'une certaine anisotropie de la lame l'explication des différences subsistant entre la théorie et les résultats des mesures.

Je remercie le Laboratoire de Physique Générale de la Faculté des Sciences de Marseille pour l'aide extrêmement précieuse qu'il m'a apportée au cours de ce travail.

[1] Bousquet (P.), *Ann. Physique* [13], 1957, **2**, 163.
[2] Bousquet (P.), *Ann. Physique* [13], 1957, **2**, 5.
[3] Malé (D.), *Ann. Physique* [12], 1954, **9**, 10.

(*) **2. — Sur un cas particulier du mouvement de la goutte relativiste de Bohm et Vigier ;**

par M. F. Halbwachs,
Institut Henri Poincaré, Paris.

Sommaire. — *On suppose que le produit extérieur et le produit intérieur du moment angulaire propre par la vitesse unitaire sont deux vecteurs orthogonaux et de même module. Le centre de matière décrit alors autour du centre de gravité un mouvement circulaire dans un plan orthogonal au spin de Möller.*

Un groupe de chercheurs travaillant dans le cadre de l'interprétation causale ont récemment proposé un modèle du vide, selon lequel celui-ci serait un milieu relativiste en agitation chaotique composé de corpuscules tournants étendus assimilables à des gouttelettes fluides [1], [2]. Le fluide constituant chaque gouttelette est caractérisé en l'absence de forces extérieures, par un vecteur conservatif densité de courant de matière j_μ, et un tenseur symétrique et conservatif densité d'énergie-impulsion $t_{\mu\nu}$, nuls tous deux en dehors de l'hypertube balayé par la gouttelette.

On peut alors définir une *impulsion globale* covariante

$$G_\mu = \frac{1}{ic} \int_\Sigma t_{\mu 4} \, \mathrm{d}v,$$

constante dans le temps, et un *référentiel d'inertie* Σ^{I} dans lequel les composantes d'espace de G_μ sont nulles. Relativement à ce référentiel, on peut définir un *centre de gravité* Z_μ :

$$Z_{\mathrm{K}}^{\mathrm{I}} \int_{\Sigma^{\mathrm{I}}} t_{44}^{\mathrm{I}} \, \mathrm{d}v^{\mathrm{I}} = \int_{\Sigma^{\mathrm{I}}} x_{\mathrm{K}}^{\mathrm{I}} \, t_{44}^{\mathrm{I}} \, \mathrm{d}v^{\mathrm{I}},$$

au repos dans Σ^{I} et un *centre de matière* Y_μ :

$$Y_\mu^{\mathrm{I}} \int_{\Sigma^{\mathrm{I}}} j_4^{\mathrm{I}} \, \mathrm{d}v^{\mathrm{I}} = \int_{\Sigma^{\mathrm{I}}} x_{\mathrm{K}}^{\mathrm{I}} \, j_4^{\mathrm{I}} \, \mathrm{d}v^{\mathrm{I}}$$

de vitesse unitaire U_μ ($U_\mu \, U_\mu = - c^2$) non colinéaire à l'impulsion G_μ.

Si on considère le *moment angulaire global* de la gouttelette relativement au centre de matière,

$$S_{\mu\nu} = \frac{1}{\mathrm{i}c}\int_{\Sigma} [(x_\mu - Y_\mu)t_{\nu 4} - (x_\nu - Y_\nu)t_{\mu 4}]\,\mathrm{d}v,$$

on a les deux équations dynamiques

$$\dot{G}_\mu = 0, \qquad \dot{S}_{\mu\nu} = G_\mu U_\nu - G_\nu U_\mu$$

(le point désignant l'opérateur $U_\mu \partial_\mu$) et on démontre que [3]

$$S_{\mu\nu} G_\nu = M_0^2 c^2 R_\mu \equiv \frac{1}{M_0^2 c_2}(Y_\mu - Z_\mu),$$

avec

$$M_0^2 c^2 = - G_\mu G_\mu$$

et

$$S_{\mu\nu} U_\nu = \mathfrak{M}_0 c^2 Q_\mu \equiv \mathfrak{M}_0 c^2 (Y_\mu - X_\mu),$$

avec

$$\mathfrak{M}_0 c^2 = - G_\mu U_\mu$$

en introduisant le *centre de masse* X_μ par la relation

$$X_K^0 \int_{\Sigma^0} t_{44}^0\,\mathrm{d}v^0 = \int_{\Sigma^0} x_K^0\, t_{44}^0\,\mathrm{d}v^0,$$

relative au *référentiel propre* Σ^0 dans lequel le centre de matière est au repos.

Le moment angulaire $S_{\mu\nu}$ s'exprime de façon covariante en fonction de deux vecteurs [4] :

la *giration* $s_\mu = -\frac{1}{c}\widehat{S}_{\mu\nu} U_\nu$ qui généralise la notion de spin ;

le *balourd* $t_\mu = \frac{1}{c} S_{\mu\nu} U_\nu$, ce dernier étant colinéaire au vecteur $Q_\mu = Y_\mu - X_\mu$. On a

$$S_{\mu\nu} = \frac{\mathrm{i}}{c}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} U_\alpha s_\beta + \frac{1}{c}(U_\mu t_\nu - U_\nu t_\mu). \qquad (1)$$

On montre qu'une goutte ainsi décrite peut prendre un nombre limité de mouvements périodiques stables, dont la classification reproduit avec un accord saisissant la classification expérimentale des particules élémentaires [2]. Chaque particule élémentaire peut ainsi être rapportée à des ondes se propageant dans un milieu chaotique spécifique constitué par des gouttelettes subquantiques fondamentales dans un état stable déterminé.

En recherchant le type de mouvement de la goutte pouvant correspondre à l'électron, nous avons, dans un travail récent [3], étudié le cas où les vecteurs s_μ et t_μ sont *colinéaires*, ce qui nous a fourni des analogies formelles avec la théorie de l'électron de Dirac, mais il a été démontré ultérieurement qu'un tel type de mouvement ne peut pas convenir pour l'électron, car il correspond nécessairement à un boson.

Pour les fermions, il est nécessaire que s_μ et t_μ ne soient pas colinéaires et nous nous proposons ici d'étudier le cas caractérisé par s_μ et t_μ *orthogonaux* et *de même module :*

$$s_\mu t_\mu = 0, \qquad (2)$$

$$s_\mu s_\mu = t_\mu t_\mu = \sigma_0^2. \qquad (3)$$

Nous commencerons par rappeler que, dans un travail déjà ancien, Möller [5] caractérise la rotation de la goutte par son moment angulaire *par rapport au centre de gravité :*

$$M_{\mu\nu} = \frac{1}{\mathrm{i}c}\int_{\Sigma} [(x_\mu - Z_\mu)t_{\nu 4} - (x_\nu - Z_\nu)t_{\mu 4}]\,\mathrm{d}v,$$

moment qui est constant au cours du temps et orthogonal à G_μ, ce qui permet de l'exprimer entièrement au moyen d'un seul vecteur analogue à s_μ [10] que nous appellerons le *spin de Möller :* $\lambda_\mu = -\frac{1}{M_0 c}\widehat{M}_{\mu\nu} G_\nu$, vecteur constant dans le temps puisque $\dot{M}_{\mu\nu} = 0$ et $\dot{G}_\mu = 0$.

Il est facile de relier entre elles les expressions de $M_{\mu\nu}$ et $S_{\mu\nu}$ et de voir que le spin de Möller s'exprime aussi par $\lambda_\mu = -\frac{1}{M_0 c}\widehat{S}_{\mu\nu} G_\mu$. Il est entièrement contenu dans l'espace du référentiel Σ^{I} puisque

$$\lambda_\mu G_\mu = 0.$$

Tirons maintenant les conséquences des hypothèses (2) et (3) en nous appuyant sur des résultats connus relatifs au mouvement général de la goutte.

L'expression (1) et l'expression duale peuvent être contractées et donneront alors

$$S_{\mu\nu} S_{\mu\lambda} = s_0^2\left(\delta_{\nu\lambda} + \frac{U_\nu U_\lambda}{c^2}\right) + t_0^2 \frac{U_\nu U_\lambda}{c^2} - s_\nu s_\lambda - t_\nu t_\lambda - \\ - \frac{\mathrm{i}}{c^2} U_\alpha s_\beta (\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu} t_\mu U_\lambda + \varepsilon_{\alpha\beta\mu\lambda} t_\mu U_\nu), \qquad (4)$$

$$\widehat{S}_{\mu\nu} \widehat{S}_{\mu\lambda} = t_0^2\left(\delta_{\nu\lambda} + \frac{U_\nu U_\lambda}{c^2}\right) + s_0^2 \frac{U_\nu U_\lambda}{c^2} + t_\nu t_\lambda - s_\nu s_\lambda + \\ + \frac{\mathrm{i}}{c^2} U_\alpha t_\beta (\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu} s_\mu U_\lambda + \varepsilon_{\alpha\beta\mu\lambda} t_\mu U_\nu), \qquad (5)$$

$$S_{\mu\nu} \widehat{S}_{\mu\lambda} = \delta_{\nu\lambda} s_\mu t_\mu,$$

ce qui, en tenant compte de nos hypothèses, donne

$$S_{\mu\nu} S_{\mu\nu} = \widehat{S}_{\mu\nu} \widehat{S}_{\mu\nu} = 0,$$

$$S_{\mu\nu} \widehat{S}_{\mu\lambda} = 0, \qquad (6)$$

d'où, en particulier, $S_{\mu\nu} \widehat{S}_{\mu\nu} = 0$.

Les travaux de Cartan [6] et de Whittaker [7] ont montré qu'à tout bivecteur obéissant à ces deux relations, on peut faire correspondre univoquement un spineur à deux composantes et l'importance de cette remarque pour le sujet qui nous occupe se renforce par le fait que ce formalisme a été utilisé tout récemment [8], [9] pour donner une expression tensorielle de la théorie du neutrino à deux composantes, dans laquelle on retrouve les équations dynamiques générales propres au modèle de la goutte. Il est donc permis de penser qu'une des particules élémentaires correspondant au mouvement que nous décrivons ici sera le neutrino et que nous avons bien une représentation d'une catégorie de fermions.

La dérivation des équations ci-dessus en tenant compte des équations dynamiques, a donné dans le cas général [4]

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\tau}(S_{\mu\nu} S_{\mu\nu}) = 4 t_\mu G_\mu \quad \text{et} \quad \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\tau}(S_{\mu\nu} \widehat{S}_{\mu\nu}) = 4 s_\mu G_\mu,$$

τ étant le temps propre du centre de matière.

Ici nous aurons donc

$$t_\mu\, G_\mu = 0 \tag{7}$$

et

$$s_\mu\, G_\mu = 0, \tag{8}$$

ce qui montre que les deux vecteurs s_μ et t_μ sont contenus dans l'espace du référentiel Σ^I et que le centre de masse et le centre de matière, qui sont simultanés par définition dans le référentiel Σ^0, le sont aussi dans le référentiel Σ^I.

Si nous introduisons la composante transversale P_μ de l'impulsion [3], [10] en posant

$$G_\mu = \mathfrak{M}_0\, U_\mu - P_\mu,$$

d'où

$$P_0^2 = P_\mu\, P_\mu = (\mathfrak{M}_0^2 - M_0^2)c^2\,;$$

on voit que les quatre vecteurs U_μ, P_μ, s_μ, t_μ forment un *système de quatre vecteurs orthogonaux.*

Faisons intervenir le spin de Möller. On a

$$\lambda_\mu\, U_\mu = -\frac{1}{M_0\, c}\, \hat{S}_{\mu\nu}\, G_\nu\, U_\mu = \frac{1}{M_0}\, s_\mu\, G_\mu = 0,$$

d'après (8) et, comme $\lambda_\mu\, G_\mu = 0$, on a aussi

$$\lambda_\mu\, P_\mu = 0.$$

Enfin

$$\lambda_\mu\, t_\mu = -\frac{1}{M_0\, c}\, \hat{S}_{\mu\nu}\, G_\nu \cdot \frac{1}{c}\, S_{\mu\lambda}\, U_\lambda = 0,$$

d'après (6). λ_μ, étant orthogonal à U_μ, P_μ, t_μ, est donc colinéaire à s_μ, ce qui nous montre que *la giration est de direction fixe, parallèle au spin de Möller*.

On a, par conséquent, $\lambda_\mu\, s_\mu = \lambda_0\, s_0$, soit, en utilisant la relation (5),

$$\frac{1}{M_0\, c^2}\,(\sigma_0^2\, \mathfrak{M}_0\, c^2 - \mathrm{i}\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}\, U_\alpha\, t_\beta\, s_\mu\, G_\nu) = \lambda_0\, \sigma_0.$$

Le second terme de la parenthèse peut s'écrire $+\, \mathrm{i}\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}\, U_\alpha\, t_\beta\, s_\mu\, P_\nu$ et, comme les quatre vecteurs sont orthogonaux, il est simplement égal au produit de leurs modules, soit

$$-\, c\, \sigma_0^2\, P_0 \equiv -\, c^2\, \sigma_0^2 \sqrt{\mathfrak{M}_0^2 - M_0^2},$$

d'où finalement

$$\frac{\sigma_0^2}{M_0}\,(\mathfrak{M}_0 - \sqrt{\mathfrak{M}_0^2 - M_0^2}) = \lambda_0\, \sigma_0,$$

soit

$$\boxed{\lambda_0 = \frac{\sigma_0}{M_0}\,(\mathfrak{M}_0 - \sqrt{\mathfrak{M}_0^2 - M_0^2})}.$$

Exprimons maintenant le rayon vecteur

$$R_\mu = \frac{1}{M_0^2\, c^2}\, S_{\mu\nu}\, G_\nu$$

qui joint le centre de matière au centre de gravité (fixe dans le référentiel Σ^I) :

$$R_\mu\, U_\mu = \frac{1}{M_0^2\, c^2}\, S_{\mu\nu}\, G_\nu\, U_\mu = \frac{1}{M_0^2\, c}\, t_\nu\, G_\nu = 0,$$

d'après (7). En outre,

$$R_\mu\, s_\mu = -\frac{1}{M_0^2\, c^2}\, S_{\mu\nu}\, G_\nu \cdot \frac{1}{c}\, S_{\mu\lambda}\, U_\lambda = 0,$$

d'après (6). R_μ, orthogonal à U_μ, P_μ, s_μ, est donc colinéaire à t_μ. Par conséquent, $R_\mu\, t_\mu = R_0\, t_0$, soit, en utilisant (4),

$$\frac{1}{M_0^2\, c^3}\,(t_0^2\, \mathfrak{M}_0\, c^2 + \mathrm{i}\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}\, U_\alpha\, s_\beta\, t_\mu\, G_\nu) \equiv$$

$$\frac{\sigma_0^2}{M_0^2\, c}\,(\mathfrak{M}_0 - \sqrt{\mathfrak{M}_0^2 - M_0^2}) = R_0\, \sigma_0,$$

d'où

$$\boxed{R_0 = \frac{\sigma_0}{M_0^2\, c}\,(\mathfrak{M}_0 - \sqrt{\mathfrak{M}_0^2 - M_0^2}) = \frac{\lambda_0}{M_0\, c}},$$

ce qui montre que R_0 *est constant.*

En résumé, si nous rapportons le mouvement au référentiel Σ^I, on voit que le centre de matière décrit une circonférence centrée sur le centre de gravité, dans un plan orthogonal au spin de Möller (et par conséquent à la giration). Le centre de masse reste sur le rayon reliant les deux autres centres. Sa distance au centre de matière est donnée par $Q_0 = \dfrac{\sigma_0}{\mathfrak{M}_0 c}$; elle n'est pas constante en général.

Nous avons introduit seulement deux conditions. Or on sait que le mouvement général de la goutte de Bohm et Vigier exige trois conditions pour être complètement déterminé [3]. Il pourra être intéressant de supposer *la masse $\mathfrak{M}_0$ constante dans le temps* :

$$\dot{\mathfrak{M}}_0\, c^2 = -\, G_\mu\, \dot{U}_\mu = 0.$$

Il en résulte immédiatement que $P_\mu\, \dot{U}_\mu = 0$.

D'autre part, dans la dérivée

$$\dot{s}_\mu = \frac{1}{c}\, \hat{S}_{\mu\nu}\, \dot{U}_\nu + \frac{\mathrm{i}}{2c}\, \varepsilon_{\nu\alpha\beta\mu}\, U_\nu\,(G_\alpha\, \dot{U}_\beta - \dot{G}_\beta\, U_\alpha),$$

le second terme est nul et on peut former

$$s_\mu\, \dot{s}_\mu = \frac{1}{c^2}\, \hat{S}_{\mu\nu}\, \hat{S}_{\mu\lambda}\, U_\nu\, \dot{U}_\lambda = \frac{\mathrm{i}}{c^2}\, \varepsilon_{\alpha\beta\mu\lambda}\, U_\alpha\, s_\beta\, t_\mu\, \dot{U}_\lambda,$$

d'après (5). On sait que le vecteur $\varepsilon_{\alpha\beta\mu\lambda}\, U_\alpha\, s_\beta\, t_\mu$ est colinéaire à P_λ, c'est-à-dire orthogonal à $\dot{U}_\lambda$ donc $s_\mu\, \dot{s}_\mu = 0$, *le module σ_0 de s_μ et t_μ est constant*, condition nécessaire pour que le spin puisse être quantifié.

D'autre part on sait [3] que le module de la vitesse du centre de matière dans le référentiel Σ^I est donné par

$$\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = \frac{M_0}{\mathfrak{M}_0}.$$

$\mathfrak{M}_0 = \mathrm{Cte}$ entraîne donc $v = \mathrm{Cte}$. Le mouvement circulaire du centre de matière est donc *uniforme.*

Enfin la distance du centre de matière au centre de masse $Q_0 = \sigma_0/\mathfrak{M}_0 c$ est aussi constante, ce qui montre que le centre de masse décrit une circonférence.

[1] Bohm (D.) et Vigier (J.-P.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1882.
[2] Hillion (P.) et Vigier (J.-P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 394.
Hillion (P.), Lochak (G.) et Vigier (J.-P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 710.
[3] Halbwachs (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1198, 1392 et 1513 ; Thèse, Paris, 1958.
[4] Karpman (G.) et Raman (V. V.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 1284.
[5] Möller (C.), *Ann. Inst. H. Poincaré*, 1949, **11**, 251.
[6] Cartan (E.), Leçons sur la théorie des spineurs, éd. Hermann, Paris, 1938, **2**, 67.
[7] Whittaker (E. T.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1937, **158**, 38.
[8] Vigier (J.-P.), article à paraître prochainement.
[9] Takabayasi (T.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 1571.
[10] Halbwachs (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 1022 et 1098.

3. — Vibrations d'une plaque à bords libres soumise à une charge ponctuelle ;

par M. Y. Jullien,
Centre de Recherches Scientifiques
et Industrielles de Marseille.

On donne, du problème aux vibrations transversales d'une plaque rectangulaire à bords libres soumise à des charges ponctuelles, une solution approchée en utilisant la méthode de Ritz. On prend pour base du développement la suite des fonctions propres d'une poutre libre éventuellement chargée. En écrivant la masse $m(x, y)$ en chaque point de la plaque sous la forme $m = m_0 + M\delta_{XY}^{xy}$ et en appliquant le principe de la moindre action, l'équation aux valeurs propres prend la forme

$$\begin{vmatrix} a_{00}^{00} - \lambda(1 + gb_{00}^{00}) & a_{02}^{00} - \lambda g b_{02}^{00} & a_{02}^{02} - \lambda g b_{02}^{02} & \dots \\ a_{20}^{00} - \lambda g b_{20}^{00} & a_{22}^{00} - \lambda(1 + gb_{22}^{00}) & a_{22}^{02} - \lambda g b_{22}^{02} & \dots \\ a_{20}^{20} - \lambda g b_{20}^{20} & a_{22}^{20} - \lambda g b_{22}^{20} & a_{22}^{22} - \lambda(1 + gb_{22}^{22}) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} = 0,$$

où $g = M/abm_0$ représente le rapport de la masse de la surcharge à la masse totale de la plaque. Il s'ensuit que les solutions du déterminant (très voisines des coefficients contenus dans la diagonale principale lorsque $g = 0$) sont légèrement plus petites ; on a donc un décalage des fréquences propres vers les graves. Cette conclusion a été confirmée expérimentalement sur deux exemples :

1° charge au centre de la plaque pour les modes de vibration à lignes nodales ne passant pas par le centre (fonction propre paire) ;

2° charges sur une diagonale pour les modes de vibration à ligne nodale passant par le centre (fonction propre impaire).

Ce travail fera l'objet d'un mémoire détaillé qui paraîtra ultérieurement.

SECTION SUD-EST
(Grenoble)

SÉANCE DU 7 MARS 1958

1. — Spectroscopie X des métaux ;

par Mlle Y. Cauchois,
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

2. — Le problème de la charge bilatérale dans les générateurs électrostatiques ;

par M. N. Félici,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

SÉANCE DU 27 MARS 1958

1. — Étude de la substitution de Fe par Al, Ga et Cr dans l'hexaferrite de baryum, $BaO,6Fe_2O_3$;

par MM. F. Bertaut, A. Deschamps et R. Pauthenet,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal,
Institut Fourier, Grenoble.

On détermine l'aimantation à saturation absolue, les paramètres de la maille et les intensités de raies Debye-Scherrer dans les composés hexagonaux BaO, $(6-x)Fe_2O_3$, x M_2O_3, où M = Al, Cr et Ga. On en déduit la répartition des atomes M sur les sites cristallographiques 2a, 2b, $4f_1$, $4f_2$ et 12k du groupe D_{6h}^4-P6mmc. C'est ainsi que, dans un stade initial, Al se substitue préférentiellement dans les sites octaédriques 2a et 12k, Ga à la fois dans les sites tétraédriques $4f_1$ et octaédriques 12k et 2a. Alors que la substitution peut être totale dans le cas de M = Al et Ga, elle n'est que partielle pour M = Cr qui dans la phase limite BaO, $2Fe_2O_3$, $4Cr_2O_3$ occupe les sites octaédriques 2a, 12k et partiellement $4f_2$. Les sites hexaédriques 2b et octaédriques $4f_2$ à faces accolées sont énergétiquement les moins favorisés dans la substitution [1].

[1] Bertaut (F.), Deschamps (A.) et Pauthenet (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 2594.

2. — Application de l'effet Hall à la réalisation d'éléments de circuits logiques ;

par M. J. Vermot-Gaud,
Laboratoire de Haute Fréquence,
Université de Grenoble.

Cette application est basée sur l'association d'un générateur à effet Hall en antimoniure d'indium et

d'un circuit magnétique rémanent. Ces deux éléments forment un ensemble (*fig.* 1) qui, pour répondre aux

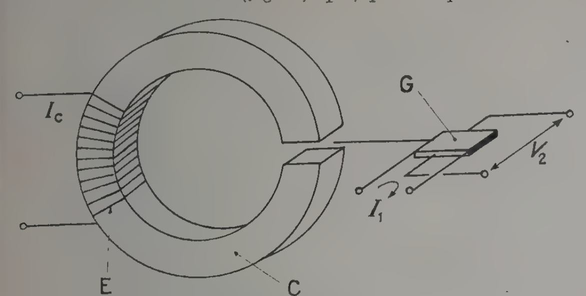


Fig. 1. – Ensemble logique à effet Hall : I_c, information de commande ; E, enroulement de commande ; C, circuit magnétique ; G, (dans l'entrefer), générateur à effet Hall ; I_1, information d'excitation ; V_2, information de sortie.

exigences des circuits logiques, doit, non seulement permettre de réaliser des opérations élémentaires, mais aussi présenter de faibles dimensions géométriques tout en ne mettant en jeu que de faibles énergies.

On sait [1] qu'un générateur de Hall, excité par un courant I_1 et soumis à une induction B, fournit une tension

$$V_2 = 10^{-8} \frac{R I_1 B}{d} = Z_t I_1,$$

où V_2 est en volts, R est la constante de Hall en cm³/C, B en gauss, d l'épaisseur du générateur en centimètres, I_1 en ampères et Z_t en ohms.

Nous avons choisi comme circuit magnétique un tore en ferrite ayant un champ coercitif suffisant pour que l'induction rémanente soit notable malgré la présence de l'entrefer. Le fonctionnement est alors le suivant :

si une impulsion de courant I_c positive est envoyée dans l'enroulement de commande, l'induction rémanente est $+ B_r$ et on a $V_2 = + Z_t I_1$;

si, au contraire, l'impulsion I_c est négative, $V_2 = - Z_t I_1$.

Il est donc possible :

a) d'enregistrer une information de commande I_c dans le tore et de la lire par l'intermédiaire du signal V_2 sans l'effacer et cela à un instant et sous une forme déterminés uniquement par l'information I_1 ;

b) de réaliser l'opération donnée par le tableau I.

D'autre part, en polarisant le circuit secondaire du générateur de façon à faire correspondre à $+ I_c$, $V_2 = + 2 Z_t I_1$ et à $- I_c$, $V_2 = 0$, on peut réaliser l'opération donnée par le tableau II.

Tableau I

I_c	I_1	V_2
+ 1	+ 1	+ 1
+ 1	− 1	− 1
− 1	+ 1	− 1
− 1	− 1	+ 1

Tableau II

I_c	I_1	V_2
+ 1	± 1	± 1
+ 1	0	0
− 1	± 1	0
− 1	0	0

Dans l'étude énergétique de l'ensemble décrit, nous avons comparé les énergies de commande E_c et de sortie E_s. D'autre part, nous supposons que le cycle d'hystérésis du ferrite est rectangulaire (*fig.* 2) et que

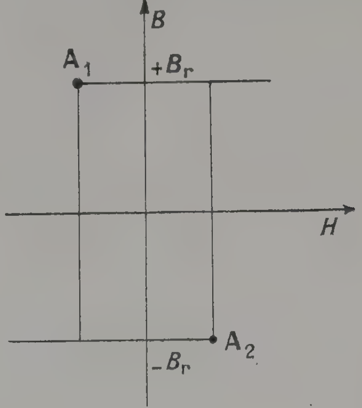


Fig. 2. — Cycle d'hystérésis rectangulaire.

l'énergie de commande est l'énergie magnétique à fournir au matériau pour passer de $- B_r$ à $+ B_r$.

En posant

$$g = E_s/E_c \text{ et } gF = P_s/E_c, \text{ avec } P_s = E_s F,$$

où F est la fréquence, nous trouvons que si la longueur d de l'entrefer est choisie telle que le point de fonctionnement soit en A_1 ou A_2 (*fig.* 2), la valeur de gF est

$$gF = 10^{-9} \frac{\pi}{2} \frac{1}{\alpha} \mu^2 \frac{P_0}{v},$$

où α est un facteur de forme mesurable dépendant essentiellement des dimensions géométriques du générateur (α est le plus souvent compris entre 1 et 3), μ est la mobilité des porteurs de charge du générateur en cm²/V.s, P_0 la puissance d'excitation du générateur en watts et v le volume (en cm³) de l'entrefer qui est théoriquement complètement occupé par le générateur.

Pour que gF soit élevé, il faut donc principalement choisir un matériau dans lequel la mobilité soit élevée (c'est le cas pour InSb où μ est couramment de 40 000 cm²/V.s [2], [3]) et, d'autre part, augmenter P_0/v c'est-à-dire diminuer v.

Nous avons construit un ensemble identique à celui qui vient d'être décrit. Cependant le cycle d'hystérésis du ferrite utilisé n'était pas rectangulaire. Malgré cela, cet ensemble a permis de réaliser toutes les opérations décrites plus haut. La lecture a pu se faire avec une très grande rapidité, par exemple avec des impulsions I_1 ayant une durée totale de l'ordre de 0,1 µs avec une durée de montée inférieure à 0,04 µs.

Cet ensemble est caractérisé par un produit $gF = 0,2$. Cette valeur est faible car, en appliquant la formule théorique donnant gF, on trouve des valeurs sensiblement plus élevées. Cet écart vient de ce que le circuit magnétique utilisé pour la réalisation pratique n'est pas conforme aux conditions théoriques (non-rectangularité du cycle et dimensions géométriques du tore mal adaptées à celles du générateur).

Dès que nous disposerons d'un tore à cycle d'hystérésis rectangulaire convenable, nous réaliserons un ensemble plus conforme aux conditions théoriques.

D'autre part, nous nous proposons de mettre en œuvre les propriétés connues [4] de gyrateur de l'effet Hall dans des circuits logiques plus complexes.

Enfin, nous signalons qu'il est possible d'accroître les possibilités du système décrit en munissant le tore de plusieurs enroulements de commande.

Nous tenons à remercier M. Guillaud, Directeur du Laboratoire du Magnétisme de Bellevue, et M. Rodot qui nous ont fourni les échantillons de InSb, ainsi que M. Raymond, Chef de travaux au Conservatoire National des Arts et Métiers, qui nous a suggéré cette étude. Nous remercions également MM. les Prs J. Benoît, Directeur du Laboratoire de Haute Fréquence, et Perret qui nous ont guidé dans nos recherches.

[1] Shockley (W.), Electrons and holes in semi-conductors with applications to transistor electronics, éd. van Nostrand, New York, 1950, chap. 8 ;
Goudet (G.) et Meuleau (C.), Les semi-conducteurs, diodes, transistors et autres applications, éd. Eyrolles, Paris, 1958, chap. 6.
[2] Welker (H.), Semi-conducting intermetallic compounds, Proc. Intern. Conf., Amsterdam, 1954 ; *Physica*, 1954, **20**, 893.
[3] Rodot (M.), Duclos (P.), Kover (F.) et Rodot (Mme H.), Préparation d'antimoniure d'indium. *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2522.
[4] Wick (R. F.), Solution of the field problem of the germanium gyrator. *J. Appl. Physics*, 1954, **25**, 741.

SÉANCE DU 24 AVRIL 1958

1. — Théorie classique de la création et de l'annihilation des charges électriques ;

par M. E. Durand,
Professeur à la Faculté des Sciences de Toulouse.

2. — Une loi d'états correspondants pour les propriétés thermodynamiques des supraconducteurs ;

par M. B. B. Goodman.

Il semble que les chaleurs spécifiques électroniques des supraconducteurs s'écartent d'une loi d'états correspondants, ce qui suggère qu'il y a une légère variation dans le rapport $\varepsilon_0(0)/kT_c$ pour les différents supraconducteurs, où $2\varepsilon_0(0)$ est la bande interdite dans les niveaux d'énergie des électrons. Les valeurs de $\varepsilon_0(0)/kT_c$ présentent une corrélation régulière avec T_c/Θ_0, où Θ_0 est la température de Debye à 0 °K.

Cette communication fera l'objet d'une publication dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*.

SÉANCE DU 11 JUIN 1958

1. — Énergie dipolaire. Application à Fe_2O_3 - α ;

par M. E. F. Bertaut,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Institut Fourier, Grenoble.

On montre que l'énergie dipolaire par maille unité est donnée par

$$W = \frac{2\pi}{3V} \sum_{\boldsymbol{h}} (3|\boldsymbol{h}\,\boldsymbol{D}(\boldsymbol{h})|^2 - |\boldsymbol{h}|^2 |\boldsymbol{D}(\boldsymbol{h})|^2) \frac{\varphi(\boldsymbol{h})^2}{|\boldsymbol{h}|^2} - \frac{2\pi}{3} V \boldsymbol{P}^2, \quad (1)$$

où V est le volume de la maille, $\boldsymbol{h}$ le vecteur de l'espace réciproque, $\boldsymbol{s}_j$ le moment électrique ou magnétique au point $\boldsymbol{r}_j$, $\boldsymbol{P}$ la polarisation de Lorentz [2] et $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{h})$ le facteur de structure dipolaire [3].

$$\boldsymbol{P} = V^{-1} \sum_j \boldsymbol{s}_j, \quad (2)$$

$$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{h}) = \sum_j \boldsymbol{s}_j \exp (2\pi i \boldsymbol{h}.\boldsymbol{r}_j). \quad (3)$$

$\varphi(\boldsymbol{h})$ est la transformée de Fourier d'une fonction $f(\boldsymbol{r})$ arbitraire, mais sphérosymétrique et normalisée [1].

$$\int f(\boldsymbol{r})\, \mathrm{d}\varrho(\boldsymbol{r}) = 1 \quad (4)$$

et telle que $f(\boldsymbol{r}) = 0$ pour $r > R$; $2R$ est la plus petite distance interatomique.

La formule (1) est valable pour tout type de réseau. Si pour $f(\boldsymbol{r})$ on prenait une fonction gaussienne [ne satisfaisant donc pas à la condition (4)], $\varphi^2(\boldsymbol{h})$ serait aussi une fonction gaussienne [5] et l'on doit alors ajouter à (1) un terme correctif (6) où w_{ij} est l'énergie d'interaction classique entre deux dipôles $\boldsymbol{s}_i$ et $\boldsymbol{s}_j$ à la distance r_{ij}. K est un paramètre arbitraire [1], [2].

$$\varphi^2(\boldsymbol{h}) = \exp (- \pi \boldsymbol{h}^2/K^2), \quad (5)$$

$$W_c = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \sum_{i,j} w_{ij} \int_{\sqrt{\pi} K r_{ij}}^{\infty} X^4 \exp (- X^2)\, \mathrm{d}X. \quad (6)$$

On sait que dans Fe_2O_3 - α on rencontre un faible ferromagnétisme superposé à l'antiferromagnétisme [3], [4]. Dzyaloshinsky [5] a montré récemment que l'énergie libre doit contenir des termes carrés et linéaires en $\boldsymbol{m}$, moment magnétique total, pour qu'il puisse y avoir un faible ferromagnétisme. Or, on peut montrer [6] que (1) ne fournit que des termes carrés en $\boldsymbol{m}$. L'énergie dipolaire seule ne peut donc expliquer le faible ferromagnétisme de Fe_2O_3 - α. Le calcul numérique conduit à l'expression suivante de l'énergie dipolaire par molécule de Fe_2O_3 - α :

$$W(\mathrm{mol}) = 1{,}64 . 10^8 (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \text{ ergs}. \quad (7)$$

Cette valeur est environ 15 fois plus petite que l'énergie d'anisotropie expérimentalement mesurée ($23{,}7 . 10^8$ ergs [7]). La forme de (7) reste cependant intéressante. Elle montre que l'énergie change de signe quand la direction de spin change de la direction parallèle à celle perpendiculaire à l'axe ternaire [8], [4].

[1] Bertaut (E. F.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 499 et 633.
[2] Ewald (P. P.), *Ann. Physik*, 1921, **64**, 253.
[3] Néel (L.), Proc. Conf. Theor. Phys., Kyoto et Tokio, 1953.
[4] Néel (L.) et Pauthenet (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 2172.
[5] Dzyaloshinsky (I.), *J. Phys. Chem. Solids*, 1958, **4**, 241.
[6] Bertaut (E. F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 3335.
[7] Kumagai (H.), Abe (H.), Guo (K.) et Hayathi (I.), *Phys. Rev.*, 1955, **101**, 1116.
[8] Shull (C. G.), Strauser (W. A.) et Wollan (E. O.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 333.

2. — Énergie de surface de cristaux ioniques ;

par M. E.-F. Bertaut,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal,
Institut Fourier, Grenoble.

On établit une formule générale de l'énergie de surface applicable à tout type de réseau.

Soit $F(hkl)$ le facteur de structure (1), où h, k, l sont les composantes du vecteur réciproque $\boldsymbol{h}$ (2). L'axe $\boldsymbol{b}_3$ est pris perpendiculaire au plan dont on calcule l'énergie de surface. q_j est la charge de l'ion j de coordonnées x_j, y_j, z_j ; z_j est choisi positif.

$$F(hkl) = \sum_j q_j \exp\,[2\pi \mathrm{i}(hx_j + ky_j + lz_j)], \quad (1)$$

$$\boldsymbol{h} = h\boldsymbol{b}_1 + k\boldsymbol{b}_2 + l\boldsymbol{b}_3. \quad (2)$$

On montre que la tension superficielle ou énergie de surface par unité de surface est

$$\sigma = (8V^2\boldsymbol{b}_3)^{-1} \sum_{h,k} \frac{F(h, k, -\alpha)F^*(h, k, -\alpha)}{|\boldsymbol{b}_3 \wedge \boldsymbol{\tau}| \operatorname{sh}^2 \pi \mathrm{i}\alpha}, \quad (3)$$

où V est le volume de la maille, $\boldsymbol{\tau}$ le vecteur (4) et α la quantité complexe (5).

$$\boldsymbol{\tau} = h\boldsymbol{b}_1 + k\boldsymbol{b}_2, \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{\boldsymbol{b}_3\,\boldsymbol{\tau} - \mathrm{i}|\boldsymbol{b}_3 \wedge \boldsymbol{\tau}|}{\boldsymbol{b}_3^2}. \quad (5)$$

Les notations $F(h, k, -\alpha)$ et $F^*(h, k, -\alpha)$ signifient que dans $F(hkl)$ (1) et $F^*(hkl)$ on remplace l par $-\alpha$.

La formule (3) s'applique sans difficulté aux surfaces neutres. Dans le cas de surfaces chargées, elle présente une infinité quand $\tau \to 0$. On montre que cette infinité est due à une énergie de polarisation en volume. Un cristal, limité par deux surfaces chargées + et — aux cotes respectives $z = 0$ et $z = N$ a une énergie de polarisation égale à

$$W_p = 2\pi N V^{-1}\, m_z^2, \quad (6)$$

où m_z est le moment dipolaire par maille, mesurée suivant $\boldsymbol{b}_3$. W_p tend vers l'infini quand N tend vers l'infini. L'existence d'une énergie de polarisation W_p (6) dans les cristaux réels [face (111) de NaCl par exemple] n'a jamais été signalée. Il est donc probable que les charges sur les faces terminales s'organisent de manière à faire disparaître toute polarisation en volume. Mais une telle condition impose à la surface extérieure [face (111) de NaCl par exemple] une structure différente de celle qui a servi de base à tous ceux qui ont calculé son énergie de surface. La figure 1, où un trait

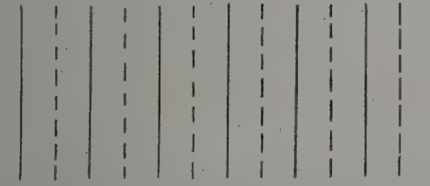


Fig. 1. — Structure polarisée. Les traits figurent des plans portant alternativement des charges positives (traits pleins) et négatives (traits interrompus).

vertical symbolise un plan (111), représente une structure polarisée (les centres de gravité des charges + et — ne coïncident pas). La structure de la figure 2,

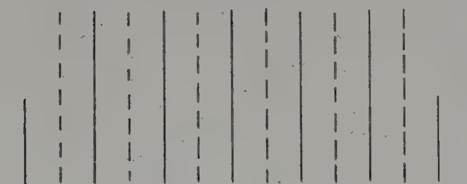


Fig. 2. — Structure sans polarité.

où les traits de mi-hauteur symbolisent des plans à densité de charge moitié, est également neutre et ne possède pas de polarisation.

L'énergie de surface de telles structures est à l'étude.

Born (M.), Encyklopädie der Math. Wiss., vol. V 3, cahier 4, Atomtheorie des festen Zustandes, 1923, p. 538 ; *ibid.*, p. 743.

Biemüller (J.), *Zeits. Physik*, 1926, **38**, 759.

Van Zeggeren (F.) et Benson (C. G.), *J. Chem. Phys.*, 1957, **25**, 1077.

Bertaut (E. F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 3447.

3. — Critique de quelques approximations de la théorie de Bardeen ;

par M. M. Renard.

4. — Surstructures d'orientation créées par déformation mécanique d'un alliage fer-nickel ;

par M. R. Vergne,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Grenoble.

Après avoir montré l'existence de surstructures d'orientation créées par déformation mécanique dans un alliage Fe-Ni, on étudie l'influence de la tension de traitement sur la variation de l'énergie d'aimantation de l'échantillon.

SECTION SUD-EST
(Lyon)

SÉANCE DU 30 MAI 1958

(*) 1. — Photoconductibilité de divers échantillons d'halophosphate de calcium ;

par MM. G. Déjardin, J. Janin et L. Cotton,
Laboratoire de Spectroscopie,
Institut de Physique Générale de l'Université de Lyon.

La photoconductibilité de cinq échantillons d'halophosphate de calcium a été étudiée à l'aide d'un dispositif réalisé par deux d'entre nous [1]. Ces échantillons,

mis obligeamment à notre disposition par la Société Claude, Paz et Visseaux, dérivent du produit constituant l'enduit des lampes à fluorescence du type « Blanc 3 500 ». Ils comprennent le produit « standard », activé à l'antimoine et au manganèse, la substance de base pure et cette substance contenant un seul activateur (antimoine, manganèse — dont les proportions sont les mêmes que dans le produit « standard » — ou étain). Nous avons expérimenté, dans tous les cas, sur une couche mince (0,5 mm, surface : 415 mm²) disposée, dans le vide, entre une plaque et une grille de laiton nickelé, et soumise à divers rayonnements obtenus à l'aide de lampes à mercure et de filtres appropriés.

La photoconductibilité ne se manifeste qu'avec les radiations ultraviolettes de longueur d'onde suffisamment courte. La radiation 2 537 Å n'agit que très faiblement sur l'halophosphate contenant l'un au moins des deux activateurs antimoine et manganèse, le photocourant étant nettement inférieur à 10^{-14} A pour un flux incident de 1,5 μW et sous une tension de 100 V ; l'effet est pratiquement nul avec la substance pure ou contenant de l'étain. Mais les cinq échantillons sont sensibles à l'action du rayonnement non filtré d'une lampe à mercure à basse pression, la radiation 1 850 Å étant pratiquement seule responsable de l'effet observé. Si le flux incident est, pour 1 850 Å, de 0,1 μW, le photocourant obtenu en appliquant une centaine de volts est de l'ordre de 10^{-13} A, c'est-à-dire très supérieur à celui que produirait à elle seule la radiation 2 537 Å. Les mesures ont donc été effectuées en irradiant les produits à l'aide d'une lampe à mercure à basse pression.

On a examiné, dans ces conditions, les variations du photocourant et du courant d'obscurité en fonction de la tension appliquée V. La polarisation créée par la mise sous tension de la cellule de mesure ne disparaît qu'après irradiation ultraviolette de la substance pendant au moins une vingtaine d'heures, en maintenant entre les électrodes une tension égale et opposée à celle qui avait été appliquée. On a donc opéré en élevant progressivement la tension et en mesurant, pour chaque valeur de V et après stabilisation, le courant total et le courant d'obscurité i, dont la différence I représente ce que l'on désigne par photocourant. La variation de polarisation due à l'excitation par la radiation 1 850 Å disparaît spontanément ; après avoir laissé la cellule à l'obscurité sous tension pendant 4 h environ, on retrouve la même valeur de I en répétant la mesure dans des conditions inchangées. Les résultats ainsi obtenus sont les suivants :

1° Pour tous les échantillons, le photocourant est sensiblement proportionnel au flux incident.

2° Les courants i et I sont l'un et l'autre de l'ordre de 10^{-13} A pour $V = 100$ V.

3° Le courant d'obscurité i ne suit la loi d'Ohm qu'aux basses tensions. Ensuite, la relation (i, V) tend vers $i = kV^2$. Cependant, il semble que, dans le cas du produit ne contenant que de l'antimoine, la loi linéaire soit valable jusqu'à 200 V environ (*fig.* 1).

4° L'intensité I du photocourant est proportionnelle à V pour le matériau de base et l'échantillon ne contenant que de l'étain. Il n'en est pas ainsi lorsque la substance contient l'un au moins des activateurs antimoine et manganèse (*fig.* 2) ; l'accroissement du courant est alors très faible dans l'intervalle de 50 à 200 V. Il ne semble pas que cette pseudo-saturation puisse être attribuée à une charge d'espace créée par le courant d'obscurité. En effet, l'intensité i est du même ordre pour le matériau de base, avec lequel on n'observe nullement une diminution rapide de la pente de la courbe (I, V). Il est possible que le phénomène soit lié à une polarisation résultant de la fixation des trous positifs dans les centres Sb ou Mn et entraînant une réduction notable du champ électrique agissant effectivement.

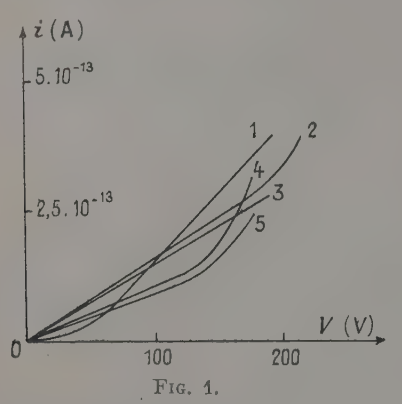


FIG. 1.

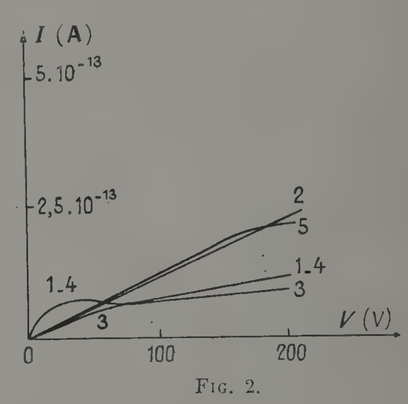


FIG. 2.

Courbes 1, halophosphate « Standard Blanc 3 500 » ; courbes 2, matériau de base ; courbes 3, produit contenant de l'antimoine ; courbes 4, produit contenant du manganèse ; courbes 5, produit contenant de l'étain.

L'établissement du photocourant a lieu conformément à la relation $I_t = At^n$, valable pendant 4 mn environ, n étant variable d'un échantillon à l'autre et compris entre 0,4 et 0,8. La valeur limite I est ensuite atteinte, en 5 mn à peu près à partir du début de l'irradiation. Lorsqu'on interrompt celle-ci, la décroissance du photocourant, rapide pendant 3 mn, suit la loi $I_t = I(1 + Bt)^{-n'}$, n' étant compris entre 3 et 5, avec $B = 1/6$; elle devient ensuite beaucoup plus lente, le courant s'annulant pratiquement en une dizaine de minutes. Au cours de la période de diminution rapide, l'irradiation par un flux infrarouge accentue faiblement la chute (« quenching »), mais le courant croît alors très légèrement si l'irradiation cesse. Lorsque le courant est devenu très faible, la dimi-

nution résultant d'une irradiation infrarouge momentanée s'observe également, mais non l'accroissement ultérieur.

L'irradiation infrarouge après l'excitation provoque la libération de porteurs de charge fixés dans des pièges. On peut imaginer qu'ils passent d'états présentant une faible section de capture pour les porteurs libres de l'autre signe (par exemple, s'il s'agit de trous positifs, pour les électrons de la bande de conductibilité) à des états pour lesquels cette section est beaucoup plus élevée. La recombinaison électron-trou serait ainsi fortement accrue. Il est en effet peu probable que la recombinaison entre porteurs libres puisse jouer un rôle important, car la valeur de l'intensité du courant montre que leur densité doit être très faible. Quoi qu'il en soit, la diminution du photocourant sous l'action de l'infrarouge semble bien en rapport avec l'accroissement de la probabilité de recombinaison des porteurs de charges de signes contraires.

Il est possible qu'il se produise en même temps une redistribution des porteurs de charge entre les pièges de diverses profondeurs, au profit de ceux qui ont la plus courte durée de vie. La légère augmentation du courant, suivant la suppression de l'irradiation infrarouge, pourrait s'expliquer ainsi. Mais cette augmentation n'a pas lieu lorsque le photocourant est déjà très affaibli. Parmi les porteurs de charge qui demeurent fixés dans des pièges après l'excitation, ceux qui subsistent alors se trouvent nécessairement dans les pièges les plus profonds. On peut donc supposer qu'ils ne peuvent passer, sous l'action de l'infrarouge, dans des états de plus faible énergie d'activation ou, ce qui est plus probable, qu'ils sont en nombre insuffisant pour produire un accroissement appréciable de l'intensité du courant.

[1] Janin (J.) et Cotton (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 580.

2. — Mise en évidence par diffraction X des tensions internes dans les composés WC-Co ;

par MM. R. Rivière et R. Bernard,
Laboratoire d'Optique électronique et de Physique du Métal,
Institut de Physique Générale de l'Université de Lyon.

Dans leur état normal les alliages frittés WC-Co sont constitués par une phase carbure de tungstène et une phase cobalt juxtaposées.

A priori, ces deux phases pures ayant des coefficients de dilatation très différents et la plasticité de WC étant très faible, on doit s'attendre que des tensions élevées se produisent au cours du refroidissement et persistent à froid. L'étude de ces alliages par diffraction X permet de préciser ce phénomène.

Effectivement, Rix et Pfau [1] ont observé qualitativement un net élargissement des raies de diffraction, qui disparaît après l'extraction du cobalt contenu dans l'échantillon. Il nous a semblé intéressant de poursuivre ce travail pour confirmer l'existence de ces contraintes, préciser leur nature et leur intensité.

Les échantillons sur lesquels nous avons travaillé ont été tout d'abord oxydés superficiellement à 1 100 °C puis débarrassés par la soude de la couche superficielle oxydée afin d'éliminer les tensions d'origine mécanique. Un diagramme X a été fait dans ces conditions puis le même échantillon a été soumis à ébullition chlorhydrique prolongée pour en extraire le cobalt.

Reprenant tout d'abord la méthode photographique, nous avons utilisé une chambre en retour adaptée au travail sur échantillons massifs [2] et une anticathode de cobalt afin que la raie extrême du diagramme WC (plan 121) corresponde à un angle de Bragg supérieur à 80°.

La figure 1a montre la raie CW nettement élargie par rapport à celle de la figure 1b obtenue après extraction du cobalt.

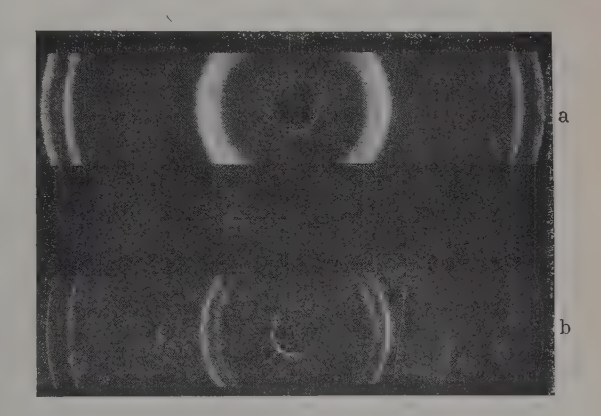


Fig. 1.

Nous avons poursuivi cette étude au diffractomètre à compteur équipé d'un monochromateur supprimant la radiation $K\alpha_2$. Les nombreux facteurs d'élargissement ou de déplacement des raies dépendant des conditions de travail, bien qu'ils deviennent en majorité négligeables aux grands angles de Bragg, rendent délicate toute mesure absolue ; mais ils n'interviennent pas dans nos mesures relatives puisque c'est rigoureusement dans les mêmes conditions expérimentales que nous soumettons à l'examen l'échantillon avant et après extraction du cobalt. Il faut donc considérer les variations de profils de raie et les déplacements éventuels de leur maximum comme liés aux modifications de réseau dues à la présence du cobalt. En fait nos mesures confirment que l'élargissement des raies CW sous l'influence du cobalt est un phénomène général mais qu'il s'accompagne parfois d'un déplacement du maximum vers les grands angles, attestant une diminution de la maille.

La figure 2 illustre ces faits dans le cas d'échantillons différant seulement par la granulométrie du CW.

Le premier (*fig.* 2a), dont les grains ont une taille moyenne voisine de 1 μ, montre d'une part l'élargissement de la raie propre à tous les échantillons étudiés, d'autre part un déplacement du maximum vers les petites distances réticulaires atteignant 7 à 8′, très supérieur aux erreurs expérimentales possibles.

Le second (*fig.* 2b), de granulométrie plus forte (taille moyenne 3 μ), montre encore un élargissement de la raie mais sans déplacement net du maximum.

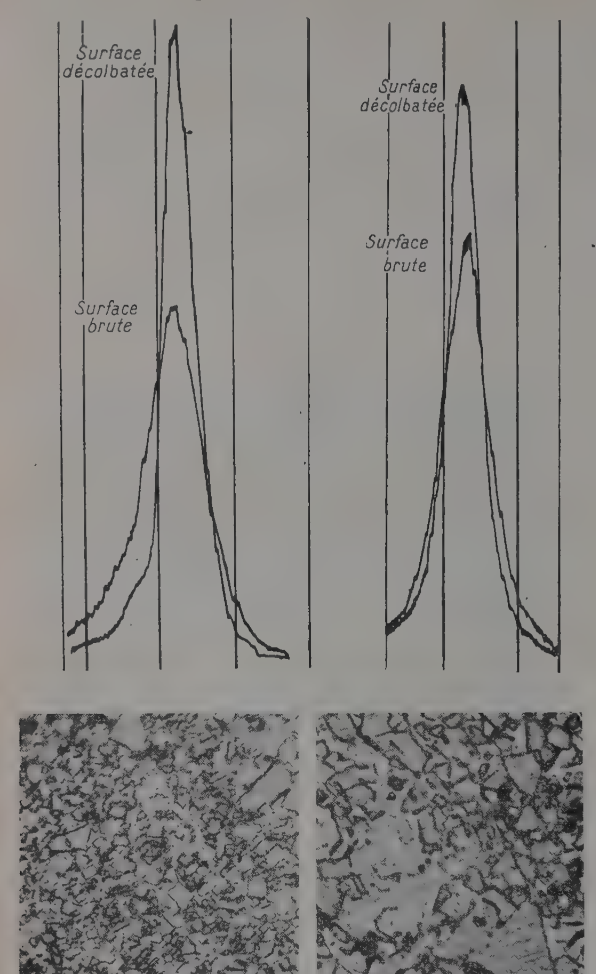


Fig. 2a.
Échantillon à grains fins.

Fig. 2b.
Échantillon à gros grains.

Ces résultats ont été confirmés par des expériences répétées ; ils peuvent s'interpréter dans les modèles suivants :

1° la différence des coefficients d'expansion thermique des deux phases CW et Co, de 1 à 3, explique qu'après refroidissement de l'alliage les microcristaux de carbure soient soumis à des contraintes positives ou négatives entraînant une dilatation ou une réduction de la maille cristalline et un élargissement corrélatif de la raie X ;

2° l'examen attentif des métallographies des alliages étudiés apporte une explication au déplacement de la raie observé lorsque la granulométrie de l'échantillon est fine (1 μ). Dans ce cas (*fig.* 2a), l'espace laissé au cobalt entre les grains de carbure est étroit. Le cobalt entoure en quelque sorte les grains CW qui se trouvent comprimés. Statistiquement la maille diminue en entraînant un déplacement du maximum de la raie (7 à 8′) qui révèle à l'intérieur des alliages refroidis des contraintes voisines de 50 kg/mm².

Dans le second cas (*fig.* 2b), la granulométrie grossière (3 μ) conduit à une structure différente où le cobalt se rassemble souvent en petits lacs emprisonnés dans un squelette de carbure. Le refroidissement d'une telle structure correspond à une mise sous tension des cristaux de carbure voisins, tension qui devrait se manifester, si ce schéma était bien respecté, par une augmentation de la maille et un déplacement de la raie X en sens inverse. Jusqu'ici nous n'avons pas observé ce renversement de l'effet mais simplement son annulation lorsque la granulométrie grossit suffisamment (*fig.* 2b).

Nul doute que ce déplacement inverse puisse être mis en évidence dans des échantillons de granulométrie grossière et très uniforme spécialement préparés dans ce but.

[1] Rix (W.) et Pfau (H.), *Metallkunde*, 1952, **43**, 440.
[2] Bernard (R.) et Rivière (R.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 495.

3. — Observation de nouvelles phases mixtes dans le diagramme W-C-Co ;

par M. R. Bernard,
Mlle G. Chappuis et M. R. Rivière,

Laboratoire d'Optique électronique
et de Physique du Métal,
Institut de Physique Générale
de l'Université de Lyon.

La présence dans les alliages frittés à base de carbure de tungstène et de cobalt d'une phase mixte appelée η a été mise en évidence pour la première fois par Adelskold, Sundelin et Westgren [1] en 1933. Depuis, de nombreux auteurs ont essayé de déterminer la structure chimique et cristalline de cette phase ; on peut citer dans ce domaine les travaux de Metcalfe [2], Takeda [3], Kislyakova [4], Rautala et Norton [5], Sandford et Trent [6]. Les formules chimiques et les mailles cristallines attribuées à la phase η par ces auteurs sont diverses et témoignent de la difficulté d'effectuer des mesures précises sur la phase η observée dans les alliages de fabrication courante où elle précipite en petites quantités ; c'est pourquoi plusieurs auteurs ont déterminé la structure de la phase η sur des alliages préparés spécialement dans lesquels elle précipite de façon abondante, ce qui permet d'effectuer des déterminations précises, sous réserve que le produit obtenu soit effectivement la phase η.

Nous avons repris cette étude par des procédés chimiques et métallographiques et par diffraction X.

L'examen métallographique des échantillons nous a permis de mettre en évidence non seulement une, mais quatre phases distinctes :

la phase η présente à l'intérieur et en surface des carbures,

la phase X présente en surface des carbures,

la phase δ }
la phase K } présentes à l'intérieur des carbures.

Ces quatre phases qui présentent sur un échantillon

simplement poli le même aspect brillant se distinguent entre elles par leurs réactions différentes aux agents chimiques. Nous avons utilisé pour effectuer ces tests le ferricyanure de potassium alcalin, le persulfate d'ammonium en solution saturée, les acides chlorhydrique, nitrique et sulfurique [7].

De plus, il faut noter que la phase X, présente à la surface des échantillons sous forme de cristaux brillants, visibles à l'œil nu, est toujours accompagnée de la phase η à l'intérieur de l'échantillon ; sa formation est liée à une distillation du cobalt, d'autant plus marquée que l'échantillon est plus pauvre en carbone, ce qui laisse supposer que les phases η, puis X jouent le rôle de composés intermédiaires dans ce départ du cobalt.

D'autre part, la formation de cette phase mixte est toujours liée à une décarburation de l'échantillon par rapport à sa teneur théorique. La phase η apparaît, sur des échantillons exempts de titane, à partir d'un taux de décarburation faible, environ 2 %, la phase δ à partir de 12 % et la phase K à partir de 20-22 %. Ces deux dernières phases qui nécessitent des taux de décarburation élevés s'observent beaucoup plus rarement que la phase η. La phase X apparaît en surface si la phase η est elle-même assez abondante à l'intérieur, c'est-à-dire pour des taux de décarburation compris entre 2 et 10 %.

Il faut remarquer de plus que le titane a une influence inhibitrice très nette sur l'apparition des phases décarburées. Nous avons étudié en fonction des teneurs en titane les taux limites de décarburation correspondant d'une part à l'apparition de la phase η, d'autre part à son rassemblement en grosses plages ; la figure 1 montre l'accroissement régulier de ces taux

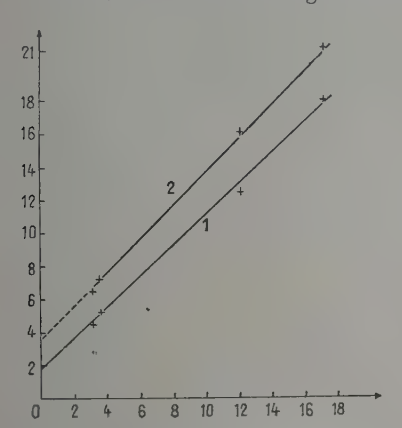


Fig. 1. — En abscisse, teneur en titane (en %) ; en ordonnée, décarburation (en %). Courbe 1, début de précipitation de la phase η ; courbe 2, rassemblement de la phase η en grosses plages.

limites en fonction des teneurs en titane. Ce phénomène s'explique de la façon suivante : la phase de solution solide CW-CTi a un domaine de stabilité très large qui lui permet de supporter des taux de décarburation élevés sans rupture d'équilibre tandis que la phase CW libre n'est stable que dans un domaine étroit, pratiquement jusqu'à un taux de décarburation d'environ 2 % ; c'est pourquoi la phase η n'apparaît dans les alliages que lorsque la décarburation de la phase CW libre atteint 2 %. Par suite, plus la teneur en titane est élevée, plus la quantité de CW libre est faible et plus le taux global de décarburation correspondant à l'apparition de la phase η est élevé comme le montre la figure 1.

Par diffraction X, trois structures cristallines distinctes ont été mises en évidence, toutes trois du système cubique à faces centrées, de mailles 10,89-11,08-11,16 Å. La maille 11,08 Å est observée le plus fréquemment ; elle correspond avec certitude à la phase η. L'attribution des mailles 10,89 et 11,16 est encore incertaine. Cette étude se poursuit.

[1] Adelskold (V.), Sundelin (A.) et Westgren (A.), *Zeits. anorg. allgem. Chem.*, 1933, **212**, 401.
[2] Metcalfe (A. G.), *Metal treatment*, 1946, **13**, (46), 1 271.
[3] Takeda (S.), 399e rapport de l'Institut de recherches du fer, acier et autres métaux, 25 avril 1936.
[4] Kislyakova (E. N.), *J. Chim. phys. U. R. S. S.*, 1943, **17**, 108.
[5] Rautala (P.) et Norton (J. T.), *J. Metals*, octobre 1952, 1045.
[6] Sandford (E. J.) et Trent (E. M.), The physical metallurgy of sintered carbides, Iron and Steel Inst., Symposium on powder metallurgy, Special Report n° 38, 1947, p. 84.
[7] Bernard (R.), *Neue Hütte*, 1957, **2**, 757.

SÉANCE DU 27 JUIN 1958

1. — Absorption atmosphérique dans le proche infrarouge ;

par Mme M. Lunel,
Observatoire de Lyon.

L'absorption atmosphérique mesurée en Haute-Provence dans le proche infrarouge, au moyen d'une cellule au sulfure de plomb, est très supérieure à la valeur résultant de la seule diffusion moléculaire. Elle est due essentiellement à l'absorption sélective de la vapeur d'eau superposée à l'effet de la brume. Dans la bande 1-1,4 μ la densité optique de l'atmosphère au zénith est évaluée en moyenne à 69.10^{-3}, l'absorption sélective de la vapeur d'eau s'élevant à 56.10^{-3}.

Ce travail a fait l'objet d'une publication détaillée (*C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 490).

(*) 2. — Recherches sur la décharge luminescente à travers les mélanges méthane-ammoniac ; émission spectrale et formation d'acide cyanhydrique ;

par MM. J. Janin et G. Parisot,
Institut de Physique Générale, Lyon.

Afin d'étudier le mécanisme de formation de l'acide cyanhydrique dans le mélange méthane-ammoniac soumis à une décharge luminescente, nous avons entrepris une étude spectrophotométrique de la lumière émise et, simultanément, nous avons déterminé la quantité d'acide formé au cours du passage des gaz dans le tube à décharge.

Dispositif expérimental et méthodes de mesure. — La canalisation reliant les réservoirs de gaz au tube à décharge et aux pompes comprend, en outre, des appareils de mesure de pression et de débit, un diaphragme permettant de régler la pression dans le tube à décharge et une batterie de serpentins refroidis dans l'air liquide. L'acide cyanhydrique produit se condense dans les serpentins ; il est dosé sous forme de cyanure par la méthode de Liebig-Denigès.

Le tube à décharge porte deux fenêtres d'observation, l'une en verre pyrex et l'autre en quartz, placées symétriquement par rapport à l'axe (*fig.* 1).

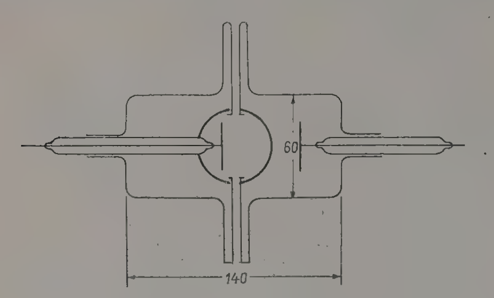


Fig. 1. — Tube à décharge.

Les ajutages destinés à l'entrée et à l'évacuation des gaz sont disposés suivant un diamètre du tube ; leur section rectangulaire a une largeur de 1 mm. Les électrodes sont constituées par des plaques de nickel soudées à des tiges de tungstène scellées en bout de cylindres de verre. En déplaçant ces cylindres dans l'axe du tube, on peut injecter les gaz dans une région déterminée de la décharge sans modifier la distance des électrodes ; dans nos expériences, celle-ci était égale à 30 mm.

L'alimentation est réalisée en courant redressé et filtré. Une résistance de 7 000 Ω montée en série avec le tube stabilise la décharge.

Le rayonnement émis dans l'espace compris entre les ajutages est analysé à l'aide de spectrographes à optiques de verre et de quartz, devant lesquels on a disposé un secteur tournant ou un filtre à échelons.

Résultats des mesures. — Les spectres enregistrés dans les différentes régions lumineuses de la décharge comprennent tous le deuxième système positif de l'azote, les premiers termes de la série de Balmer, le spectre secondaire de l'hydrogène, le système $^2\Delta - {}^2\Pi$ de CH, les systèmes $^3\Pi - {}^3\Sigma$ et $c^1\Pi - a^1\Delta$ de NH et les bandes du système violet de CN. Le système négatif de N_2^+ n'apparaît que dans la gaine cathodique et dans la lumière négative. Enfin, la bande de Schuster de NH_3 est émise faiblement dans la région anodique et dans la colonne positive.

Une étude antérieure [1] nous a montré que la quantité d'acide cyanhydrique formée par le passage de la décharge dans le mélange équimoléculaire méthane-ammoniac évolue d'une manière parallèle à celle de l'intensité des bandes de CH et de CN, lorsque l'intensité du courant varie.

Nous examinons ici l'influence de la concentration des constituants du mélange. Les résultats obtenus dans la zone de lumière négative sous une pression de 8 mm de mercure avec un débit de 4 l de gaz par heure (dans les conditions normales) et pour une intensité de 150 mA sont rassemblés dans la figure 2. Les intensités portées sur le graphique sont celles des bandes $\lambda = 4\,343$ Å (0,4) du 2e système positif de N_2, $\lambda = 4\,315$ Å (0,0) du système $^2\Delta - {}^2\Pi$ de CH, $\lambda = 4\,152$ Å (5,6) du système $^2\Sigma - {}^2\Sigma$ de CN, $\lambda = 3\,360$ Å (0,0) du système $^3\Pi - {}^3\Sigma$ de NH et celle de la raie H_β. La valeur maximum du volume V_{HCN} d'acide recueilli (0,55 l d'acide gazeux par heure) correspond au mélange $C_{NH_3} = 65$ %.

La figure 2 montre que pour cette concentration l'intensité du spectre de CN passe par un maximum et, qu'en outre, les bandes de CH, de NH et de l'azote ont une intensité relativement élevée dans ces conditions.

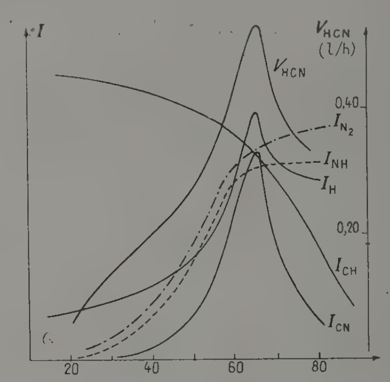


Fig. 2. — En abscisse, C_{NH_3} en pour cent ; en ordonnée, l'intensité I est portée en unité arbitraire.

Des mesures ont été faites pour différentes valeurs du débit gazeux, avec le mélange contenant 65 % d'ammoniac. Les autres conditions étaient identiques à celles de l'expérience précédente. Les courbes de la figure 3 résument l'ensemble des résultats obtenus

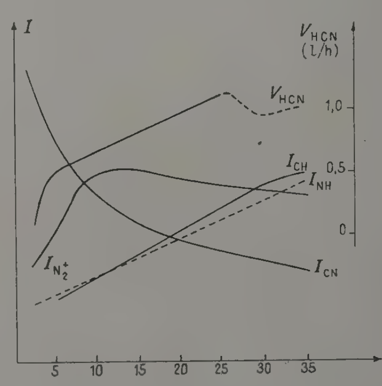


Fig. 3. — En abscisse, débit en litres par heure ; en ordonnée, l'intensité I est portée en unité arbitraire.

pour des débits compris entre 4 et 35 l/h. La diminution de V_{HCN}, qui se manifeste aux débits élevés, peut être due au fait que l'acide se condense imparfaitement dans les réfrigérants, lorsque la vitesse de passage des gaz est élevée.

Essai d'interprétation des résultats. — Parmi les hypothèses qui peuvent être proposées pour interpréter la formation de la molécule HCN dans la décharge, nous écartons celles qui font intervenir les ions, car la quantité d'acide produit dans la région cathodique où la densité ionique est élevée n'est pas très sensiblement supérieure à celle que l'on obtient dans la colonne positive. De plus, nous ne tenons compte que des molécules ou radicaux qui se manifestent par leur émission spectrale en plus des constituants primitifs du mélange. Cela ne signifie pas que d'autres radicaux dont nous n'avons pas observé le spectre, CH_2 ou NH_2 par exemple, ne peuvent constituer les termes intermédiaires des processus de dissociation du méthane et de l'ammoniac en radicaux CH et NH.

Les mécanismes élémentaires les plus probables conduisant à la formation de HCN sont les suivants :

$$CH_4 + NH \rightarrow HCN + 2H_2 + 35 \text{ kcal},$$
$$CH + NH_3 \rightarrow HCN + H_2 + H + 49 \text{ kcal},$$
$$CH + NH \rightarrow HCN + H + 144 \text{ kcal},$$
$$CN + H + M \rightarrow HCN + M + 119 \text{ kcal},$$
$$CN + H_2 \rightarrow HCN + H + 16 \text{ kcal}.$$

Le radical CN peut être produit par l'une des réactions :

$$CH + NH_3 \rightarrow CN + 2H_2 + 34 \text{ kcal},$$
$$CH + NH \rightarrow CN + H_2 + 128 \text{ kcal},$$
$$HCN + \bar{e} \text{ (énergie } W) \rightarrow CN + H + \bar{e} \text{ (énergie } W' < W).$$

Le nombre des molécules portées par choc électronique à un état excité est, pour une individualité chimique donnée, proportionnel à sa concentration, si l'intensité du courant, les vitesses électroniques et le nombre total des molécules ne changent pas. Nous admettons donc qu'en première approximation, les intensités des bandes mesurées varient comme les concentrations moléculaires correspondantes, lorsque les caractéristiques électriques de la décharge sont maintenues constantes.

A l'aide d'une ou deux parmi les réactions mentionnées plus haut, nous avons cherché à retrouver par le calcul la courbe expérimentale V_{HCN}. Il est certain que la loi d'action de masse ne s'applique pas à de telles réactions et qu'il ne s'établit pas un équilibre chimique pendant la durée du passage des gaz à travers la décharge (qui est inférieure à 0,2 s). On peut toutefois admettre qu'en première approximation, la quantité d'acide cyanhydrique formé par l'un des mécanismes ci-dessus est proportionnelle aux concentrations moléculaires des radicaux ou molécules intervenant dans la réaction. Nous avons, en outre, supposé, bien que cela ne soit pas rigoureusement exact, que les concentrations de CH_4 et de NH_3 restent proportionnelles aux volumes de ces gaz dans le mélange réactionnel.

On trouve ainsi que la première réaction ne joue pas un rôle important. Lorsqu'on considère, au contraire, les deux réactions faisant intervenir CH, on obtient une courbe V_{HCN} présentant un maximum pour une valeur de C_{NH_3} voisine de 65 % ; toutefois, ce maximum est moins accusé que ne l'indique la courbe expérimentale.

On a également essayé d'interpréter les résultats des expériences faites à débit variable, en admettant une filiation $CH_4 \rightarrow CH \rightarrow HCN$, pendant la durée T du passage des gaz à travers la zone de décharge. En désignant par K_1 et par K_2 les constantes des deux réactions, on a

$$-\frac{d(CH_4)}{dt} = K_1\,(CH_4), \qquad \frac{d(HCN)}{dt} = K_2\,(CH)$$

et
$$\frac{d(CH)}{dt} = -\frac{d(CH_4)}{dt} - \frac{d(HCN)}{dt}.$$

En tenant compte du fait que la constante K_2 est très supérieure à K_1, on obtient, pour la concentration moyenne de CH dans la décharge,

$$(CH)_{moy} = \frac{(CH_4)_0}{T}\,\frac{1}{K_2}\,(1 - e^{-K_1 T}).$$

On trouve une relation du même type pour la quantité d'acide produit, ce qui est en accord avec l'expérience, puisque les courbes I_{CH} et V_{HCN} de la figure 3 ont la même forme. La courbe V_{HCN} expérimentale ne diffère de la courbe théorique que de 10 % au maximum.

On doit se garder de surestimer la valeur des calculs précédents, car il a fallu faire des hypothèses simplificatrices dont certaines ne sont pas entièrement fondées. Il convient toutefois de remarquer que les expériences décrites ici conduisent, comme celles de notre premier travail, à attribuer une importance particulière au radical CH dans la formation de la molécule HCN.

Nos résultats montrent également qu'il existe une étroite relation entre l'émission de CN et la quantité d'acide cyanhydrique produit. Le radical CN peut être un agent intermédiaire de la formation de HCN ou être créé en même temps que ce dernier mais, dans ces deux cas, il provient vraisemblablement de la combinaison du radical CH avec NH ou NH_3. Enfin, il peut être formé par la décomposition de HCN par choc électronique. Bien que M. Kondo [2] ait observé une dissociation presque totale de l'acide cyanhydrique dans la décharge, il est très possible qu'en présence d'un excès d'hydrogène, la réaction de formation de HCN à partir de CN doive être également envisagée. Cette réaction contribuerait alors à augmenter la quantité d'acide produit pour les concentrations C_{NH_3} voisines de 65 %, ce qui est en accord avec les résultats de nos expériences.

[1] Janin (J.), Parisot (G.) et Gavarini (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 837.
[2] Kondo (M.), *J. Chem. Soc. Japan* (Pure Chem. S.), 1954, **75**, 79.

(*) **3. — Image microscopique d'une surface métallique formée par les ions H^- ;**

par M. R. Goutte,
Institut de Physique Générale, Lyon.

Des ions négatifs sont formés lors de l'impact d'ions positifs rapides sur une surface métallique [1], [2]. Une étude microscopique de ce phénomène [3] a été réalisée à l'aide d'un microscope à émission spécialement adapté.

Dispositif expérimental. — L'objectif à immersion est du type électrostatique, à électrodes planes épaisses. Le champ à la surface de l'objet est de 2 400 V/cm. Deux sources d'ions sont placées symétriquement par rapport à l'objectif : une source solide d'ions Na^+ ou Li^+ et un canon à décharge. Dans les deux cas l'incidence du faisceau d'ions positifs primaires est de 75°. L'image de l'objet obtenue sur un écran est donc constituée par la superposition de différentes images dues à des particules de masses différentes : *a*) les électrons secondaires ; *b*) les ions négatifs.

Afin d'étudier les images essentiellement dues aux ions négatifs, on déplace l'image électronique secondaire et on la sort du champ d'observation par l'action d'un champ magnétique transversal. Ce champ est assez intense pour séparer entre elles les images ioniques négatives. La figure 1 donne le schéma de l'ensemble du dispositif.

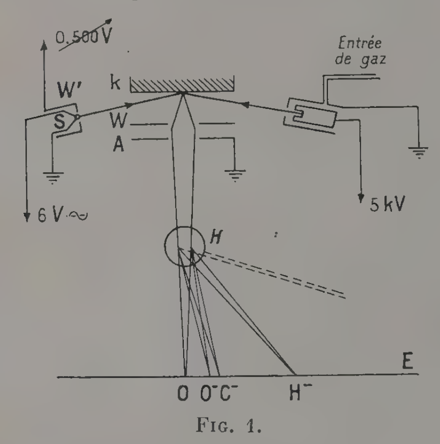


Fig. 1.

Résultats. — Lorsque l'objet est un fil de molybdène de 40 μ de diamètre, nous constatons la présence de différentes images de ce fil, images ayant subi des déviations diverses (*fig.* 2).

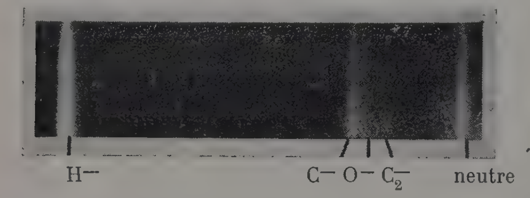


Fig. 2. — Spectre de masse des ions négatifs ; primaires Na^+, 20 kV ; fil de molybdène de diamètre 40 μ, plaque Ilford Q_3.

Outre l'image électronique secondaire déviée hors du champ, on observe une image centrale neutre non déviée et quatre images ioniques négatives. La plus déviée de ces images ioniques est très intense, les trois autres sont très faibles. Après étalonnage, la mesure de la déviation permet d'évaluer la masse des ions négatifs présents. L'image ionique intense est due aux ions négatifs H^-. Les trois autres images négatives sont formées par les ions C^-, O^- et C_2^-. Ce spectre est indépendant de la nature des ions primaires incidents ainsi que de la nature de la cible. Par contre, une élévation de la température du fil-objet à 500 °C suffit à faire disparaître d'une manière réversible les images neutres et ioniques négatives. La figure 3 est une



Fig. 3. — Al-Zn, 100 ×, plaque Q_3.

image ionique négative (ions H^-), photographiée sur plaque Ilford Q_3, d'une surface polycristalline Al-Zn. On remarque un contraste dû à la différence de pouvoir émissif en ions négatifs de l'aluminium et du zinc.

Le pouvoir séparateur obtenu, limité sur la reproduction par la grosseur des grains de la plaque Q_3, est comparable à celui de l'image électronique secondaire. Ceci implique une énergie moyenne de sortie des ions négatifs particulièrement basse, de l'ordre de 0,5 eV.

Origine des ions négatifs. — Le mécanisme suivant [4] peut être envisagé.

A la surface de l'objet, l'ion primaire incident capture un électron de la surface devenant un atome dans un état excité. Cet atome excité entre en collision avec un atome adsorbé de la surface, l'excitant à l'état V'_e, l'état V'_e pouvant être voisin de l'état excité V_e de l'atome incident. Ce nouvel atome excité capture enfin un électron de la surface donnant ainsi un ion négatif.

Nous devons avoir

$$V_i - V_e > \Phi, \quad V'_e + V_f > \Phi,$$

où V_i est l'énergie d'ionisation de l'atome primaire, V_e l'énergie de l'état excité de cet atome, V'_e l'énergie de l'état excité de l'atome adsorbé et V_f l'affinité électronique de l'atome adsorbé.

L'émission d'ions négatifs apparaît donc comme liée aux propriétés adsorbantes de la surface. L'influence de la température sur l'émission s'explique alors par la perte des propriétés adsorbantes de la surface à haute température.

Conclusion. — Cette nouvelle technique de microscopie ionique à émission permet l'examen de toute surface conductrice. Les images obtenues peuvent être utilisées pour l'étude des phénomènes d'adsorption et nous renseigner sur le mode même de formation de ces ions négatifs.

[1] Arnot (F. L.) et Beckett (C.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1938, **168**, 103.
[2] Sloane (R. H.) et Press (R.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1938, **168**, 284.
[3] Bernard (R.) et Goutte (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 2597.
[4] Arnot (F. L.) et Beckett (C.), *Nature*, 1938, **141**, 1011.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ
(*Dijon*)

SÉANCE DU 15 FÉVRIER 1958

1. — La localisation des franges et la théorie de l'information ;

par M. P. M. Duffieux,
de l'Université de Besançon.

Tout le monde connaît le problème classique de l'interférence de deux systèmes d'ondes sphériques issus de deux sources ponctuelles synchrones S′ et S″, dans un espace de propagation homogène. Les ondes superficielles des liquides donnent lieu à de très belles expériences où l'on constate facilement la forme hyperbolique des franges non localisées.

En optique, S′ et S″ sont deux images provenant du dédoublement d'une source ponctuelle S au moyen d'un instrument d'optique approprié. Or l'information transmise de l'espace-objet de S à l'espace-image de S′ et S″ est limitée par un diaphragme D qui, dans les meilleures conditions, a, dans toute son étendue, un facteur de transmission égal à l'unité. Dans ces conditions l'information est mesurée par l'ouverture d'un faisceau conique de sommet S et dont la base est l'image de D dans l'espace-objet.

Dans l'espace-image la limitation des faisceaux *confine* les franges dites non localisées dans un domaine limité et l'information est donnée dans cet espace sous deux formes : des franges quasi sinusoïdales occupant ce domaine et auxquelles on réserve en général le nom de franges d'interférences et des franges non sinusoïdales dans le voisinage des points S′ et S″, qui sont aussi authentiquement que les précédentes des franges d'interférences mais modulées par les phénomènes de diffraction. Il y a transition continue entre le diaphragme D de dédoublement des faisceaux et le plan des images. Il n'y a nulle part d'hyperboles.

Pour S ponctuel on observe, dans le plan de D, des franges quasi sinusoïdales dont la visibilité est liée linéairement à la transformée de la bande de fréquence qu'est en fait la radiation monochromatique utilisée.

Si l'on substitue à S une source linéaire $e(x)$ incohérente, convenablement orientée, la visibilité des franges sinusoïdales à partir de D, en suivant la frange d'ordre zéro dans le sens de propagation, est liée linéairement à la transformée $g(u)$ de $e(x)$.

Le domaine d'extension des franges sinusoïdales est limité par la plus haute fréquence transmise par le diaphragme D parallèlement aux x.

La région où la visibilité des franges reste voisine de l'unité dépend donc de la convergence de $g(u)$ et de la rapidité avec laquelle elle est submergée sous les *bruits*. Sans les bruits, la transformée d'une fonction limitée $e(x)$ étant illimitée, il n'y aurait jamais localisation des franges au sens usuel : il y aurait visibilité mesurable dans tout le domaine des franges sinusoïdales. Ce que l'on appelle localisation est donc lié à la rapidité de la convergence de $g(u)$ dès que l'on s'éloigne du plan de D et à sa submersion sous les bruits.

On retrouve de toute façon la même information dans le plan des S′ et S″ où l'on observe alors des franges de diffraction.

Il y aurait donc beaucoup à changer dans le vocabulaire usuel de cette partie ancienne de l'optique physique et, peut-être, dans ses conceptions.

Des travaux théoriques et expérimentaux plus étendus paraîtront ultérieurement.

2. — Sur les solutions de bromure de potassium dans le nitrate de lithium fondu ;

par M. M. Bizouard,

La cryométrie, poussée jusqu'à la concentration eutectique, montre que les solutions de bromure de potassium dans le nitrate de lithium fondu sont « régulières ». L'entropie de mélange est celle des solutions idéales. Voir *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 719.

3. — Présentation d'un microphotomètre oculaire ;

par Mme N. Aebischer.

Le microphotomètre Fabry-Buisson, seul microphotomètre oculaire existant, toujours identique à lui-même depuis 1913, ne se fabrique plus depuis 4 ou 5 ans, car la plupart des utilisateurs préfèrent maintenant les appareils photoélectriques. Pourtant, malgré certains nouveaux avantages incontestables, ceux-ci ne conservent pas la totalité des avantages des appareils oculaires.



Fig. 1.

Or, dans le cas de notre Laboratoire d'Optique de Besançon, c'est un appareil oculaire qui devait répondre le mieux à nos besoins. Par ailleurs, le microphotomètre Fabry-Buisson, s'il était pratiquement parfait du point de vue de son principe optique, présentait du point de vue de sa réalisation mécanique d'innombrables défauts.

Nous avons donc envisagé la construction complète d'un nouveau microphotomètre oculaire, en nous efforçant de corriger les défauts de l'ancien.

L'appareil est à présent achevé (*fig.* 1) et nous citerons seulement les améliorations les plus importantes :

I. *Ancien appareil.*

1) Support de la plaque photographique à examiner mobile dans son plan suivant 2 coordonnées rectangulaires, avec une précision de *0,1 mm.*

2) Impossibilité de tourner le support de la plaque photographique.

3) Direction d'observation horizontale fatigante.

4) Proéminence et encombrement des vis de centrage de l'oreilleton, qui obligent l'opérateur à éloigner exagérément son œil de la pupille d'observation.

5) Graduation du coin photométrique réalisée par gravure sur verre : mauvais contraste, lecture malaisée.

II. *Nouvel appareil.*

1) Support de la plaque photographique à examiner mobile dans on plan suivant 2 coordonnées rectangulaires, avec une précision de *0,001 mm.*

2) Possibilité de rotation du support de la plaque photographique dans son plan, autour de l'axe optique, qui permet l'ajustement fin du parallélisme entre un spot allongé et les raies d'un spectrogramme, par exemple.

3) Direction d'observation à 30° sur l'horizontale.

4) Vis de centrage de l'œilleton disposées de façon non gênante.

5) Graduation du coin photométrique réalisée par photographie d'une graduation dessinée à grande échelle ; traits opaques noirs sur film transparent : contraste maximum, lecture confortable.

D'autres améliorations, plus secondaires, ainsi que les détails de construction, seraient trop longs à exposer ici. Ils feront l'objet d'une thèse d'Ingénieur-Docteur en préparation.

SÉANCE DU 3 MAI 1958

1. — Les associations stellaires instables et la détermination astrométrique d'âges d'étoiles ;

par M. J. Delhaye,
Directeur de l'Observatoire de Besançon.

L'Observatoire de Besançon a entrepris en novembre 1957 la détermination de positions précises d'étoiles choisies en raison de l'intérêt que l'étude des propriétés de leurs mouvements présente pour l'astronomie stellaire et l'astrophysique.

Parmi ces étoiles figurent notamment des géantes O et B membres d'*associations*.

On désigne par ce nom des groupes stellaires instables, dont l'instabilité même est un critère de *jeunesse*.

Cette instabilité, annoncée par V. A. Ambartsoumian et vérifiée expérimentalement pour la première fois par A. Blaauw, se traduit par un mouvement d'expansion mesurable quand les groupes ne sont pas trop éloignés.

La mesure de la vitesse d'expansion permet d'estimer la durée qui a été nécessaire pour qu'un groupe, compact à l'origine, puisse occuper le volume actuellement peuplé par ses membres. Les astrophysiciens considérant que cette *durée d'expansion* fournit une estimation de l'âge des membres du groupe considéré, il est ainsi possible de calculer, à partir de données purement astrométriques, des âges d'étoiles et d'apporter à l'astrophysique des données d'une importance fondamentale.

Les âges observés sont *de l'ordre du million d'années* et sont en bon accord avec les théories astrophysiques. Ils confirment l'existence dans la Galaxie d'étoiles de formation très récente.

2. — La notion de dualité dans les réseaux électriques. Application ;

par M. D. Bayle,
Chef de travaux, Faculté des Sciences de Besançon.

1. *Généralisation de la notion classique de dualité des réseaux électriques.* — Considérons le schéma de câblage (graphe linéaire) d'un réseau électrique. Une construction couramment utilisée permet de déterminer la structure du réseau dual, à condition que le réseau initial soit applicable sur un plan ou encore sur une sphère sans qu'aucune branche en recoupe une autre. Ensuite on détermine les caractéristiques physiques du réseau dual.

Donc, même dans le cas le plus simple, on distingue la détermination des structures duales de leur habillage par des impédances et des sources d'énergie.

Plaçons-nous maintenant dans le cas général où le schéma de câblage d'un réseau n'est plus applicable sur un plan. On montre en topologie qu'un graphe est en général applicable sur une surface fermée à trous (2-variété absolue), par exemple un tore qui est une surface fermée à un trou.

Aux lois de Kirchhoff de ce réseau

$$\eta_a^b \, i_b = 0, \quad v^b \, \eta_b'^c = 0,$$

avec η et $\eta' = +1, -1$ ou 0, nous ferons alors correspondre, par les relations

$$\overset{*}{\eta}{}_\alpha^\beta = \eta_c'^b, \quad \overset{*}{\eta}{}_\gamma'^\beta = -\eta_a^b,$$

les lois de Kirchhoff du réseau dual

$$\overset{*}{\eta}{}_\alpha^\beta \, \overset{*}{i}_\beta = 0, \quad v^{*\beta} \, \overset{*}{\eta}{}_\beta'^\gamma = 0,$$

sous réserve de certaines conditions pour le rang des matrices η utilisées.

En résumé, cette correspondance permet d'associer respectivement aux nœuds, branches et mailles d'un réseau donné les mailles, branches et nœuds d'un réseau dual.

Ceci généralise la construction couramment utilisée, lorsque le schéma de câblage du réseau est applicable sur un plan ou sur une sphère.

2. *Exemple de correspondance dualistique de deux réseaux.* — Considérons à présent un dispositif de contrôle de tonalité d'un amplificateur B. F. auquel nous appliquerons cette dualité généralisée.

Nous remarquerons d'abord qu'une triode est équivalente à un réseau électrique applicable sur un plan (*fig.* 1).

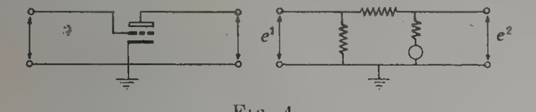


Fig. 1.

La dualité couramment utilisée permet de lui associer un second réseau représentatif d'un transistor à jonctions, dont l'émetteur est à la masse et dont les impédances peuvent être déduites des courbes caractéristiques du transistor (*fig.* 2).

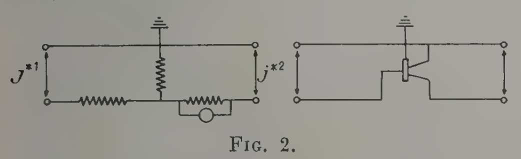


Fig. 2.

Voici (*fig.* 3) le schéma du dispositif étudié.

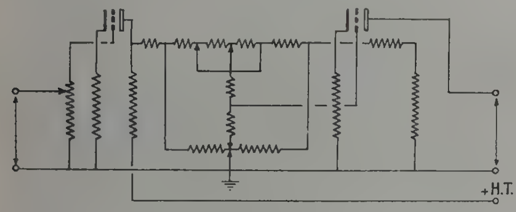


Fig. 3.

Ce schéma est équivalent à un réseau dépourvu d'impédances mutuelles, si l'on tient compte du principe de superposition qui permet d'effectuer l'étude séparée du régime variable (*fig.* 4).

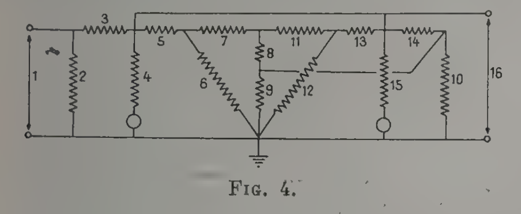


Fig. 4.

Le schéma de câblage est donc composé de 7 nœuds et 15 branches, en confondant en une seule branche les branches 9 et 10 placées en dérivation (*fig.* 5).

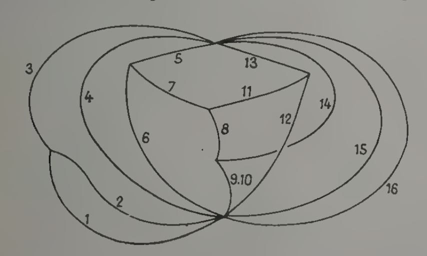


Fig. 5.

Des considérations topologiques (caractéristique d'Euler-Poincaré) montrent que ce schéma de câblage peut être appliqué sur une surface fermée à un trou, c'est-à-dire par exemple sur un tore.

Cette application peut être réalisée de diverses façons, mais nous avons choisi une application dans laquelle les émetteurs des deux transistors sont reliés à un même nœud, qui est à la masse.

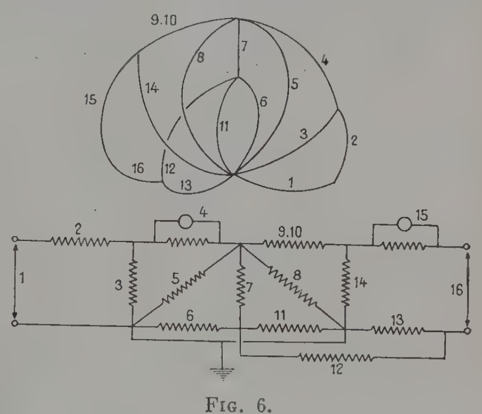


Fig. 6.

On obtient ainsi le schéma de câblage du réseau dual (*fig.* 6) qui est équivalent à un montage comportant deux transistors (*fig.* 7).

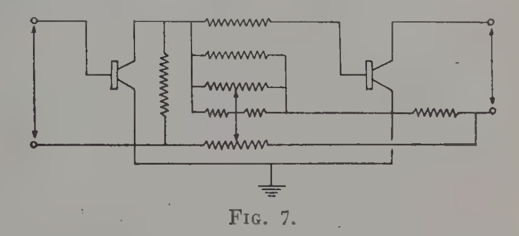


Fig. 7.

3. *Détermination des caractéristiques physiques du réseau dual.* — Nous avons vu que la dualité entraîne des correspondances courants-tensions et tensions-courants d'un réseau donné et de son dual, c'est-à-dire, dans le domaine des images (transformées de Laplace), les relations

$$V^{b} = I^{*\beta} K, \qquad I_{b} = K^{-1} V^{*}_{\beta} \ (b = \beta),$$

K étant une constante. Les lois d'Ohm

$$V^{b} = I^{b'} Z^{b}_{b'} - E^{b}, \qquad I^{*}_{\beta} = A^{*\,\beta'}_{\beta} V^{*}_{\beta'} - J^{*}_{\beta},$$

entraînent alors les relations

$$Z^{b}_{b'} (A^{*\,\beta'}_{\beta})^{-1} = K^{2}, \qquad E^{b} = KJ^{*\beta},$$

qui définissent parfaitement les caractéristiques physiques du réseau dual à partir de celles du réseau donné.

3. — Coordonnées symétriques et normales des molécules de type XY_4 et XY_6 ;

par M. J. Moret-Bailly.

SECTION D'ALGER

SÉANCE DU 25 MARS 1958

1. — Étude sur l'évaporation et la condensation de l'eau chaude en vue de la distillation par la chaleur solaire ;

par MM. J. Savornin et G. Lejeune,
Laboratoires de Physique M. P. C. et de Chimie appliquée,
Faculté des Sciences d'Alger.

Les appareils à distillation de l'eau par la chaleur solaire, du type classique à verrière, cumulent diverses opérations contradictoires : échauffement et évaporation de l'eau, puis condensation dans la même enceinte. Cela explique la valeur relativement faible du rendement de ces appareils [1]. Nous avons cherché à améliorer ce rendement en séparant le chauffage de la condensation. Les appareils solaires à chauffage de l'eau, sans concentration, permettent d'obtenir facilement des températures de 60 à 80 °C ; nous avons étudié l'évaporation et la condensation de cette eau en la plaçant dans des enceintes calorifugées munies de surfaces de condensation (appareils « statiques ») ou en la faisant circuler lentement devant de telles surfaces refroidies (appareils « dynamiques »).

1. *Appareils statiques.* — De l'eau chaude a été placée à l'intérieur d'un récipient calorifugé (becher entouré d'isolant thermique), la surface libre du liquide communiquant avec l'atmosphère d'une grande cloche en verre dont les parois internes servent de condenseur. On mesure la masse de l'eau évaporée en fonction du temps et la masse d'eau condensée lorsque la température a repris la valeur ambiante. En partant de 500 g d'eau à 90°, on obtient l'évaporation de 32 à 37 g d'eau (rendement : 60 %) et la condensation de 30 g d'eau (rendement de l'évaporation-condensation : 48 %). Ces rendements s'abaissent à 50 et 40 % lorsqu'on part d'eau à 70°, qui se refroidit à 20°.

2. *Appareils dynamiques.* — On a étudié trois types d'appareils à circulation. Dans le premier, l'eau descend dans une rampe hélicoïdale en duralumin, entourée d'un tuyau métallique de même axe, dont la surface interne est une paroi de condensation. Le second modèle comporte une superposition de gouttières en bakélite, de section semi-circulaire, munie chacune d'un déversoir qui amène l'eau dans la gouttière immédiatement inférieure ; les parois de condensation sont des vitres verticales situées de part et d'autre du plan des gouttières.

Enfin le troisième modèle est analogue à un distillateur solaire à toit de verre (surface : 0,56 m²) dont le bac plat horizontal (surface : 0,50 m²) est muni d'un système de chicanes forçant l'eau à s'écouler lentement d'une extrémité à l'autre ; cet appareil est utilisé à l'abri des rayons solaires, comme évaporateur-condenseur.

Dans chaque appareil, on a admis un lent courant d'eau à 70 °C et on a mesuré la quantité d'eau distillée obtenue à partir de 500 g d'eau chaude, en fonction du débit de cette eau chaude (en litres à l'heure). Les courbes expérimentales (*fig.* 1) présentent un maximum, correspondant à la valeur optimum du débit admissible ; la température de l'eau à la sortie est sensiblement la même pour tous les appareils (32 à 36°, selon le débit). L'appareil à gouttières (courbe G) présente un meilleur rendement que l'appareil métallique à spirale hélicoïdale (courbe S).

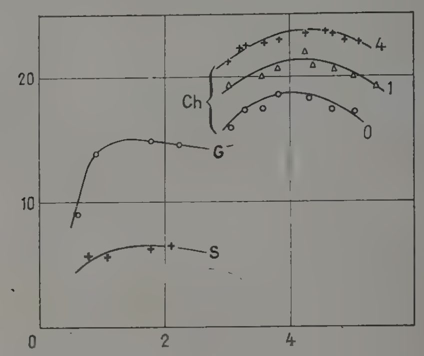


Fig. 1. — En abscisse, débit en litres par heure ; en ordonnée, quantité d'eau distillée en grammes.

Mais le dernier appareil, à chicanes (courbes Ch), est d'un rendement encore supérieur (courbe 0). Ce rendement augmente encore si l'on place à l'intérieur une surface de condensation refroidie, constituée par un serpentin plat en tube de cuivre dans lequel circule un courant d'eau prise à la température ambiante ; pour un débit de 1 l/h, puis de 4 l/h, dans le serpentin, le rendement est bien amélioré (courbes 1 et 4). Le débit optimum de l'eau chaude dans le bac étant de 4 l/h, nous pensons obtenir un montage à fonctionnement continu en faisant passer l'eau froide à distiller dans le serpentin condenseur, où elle récupérera les calories de condensation, en admettant ensuite cette eau préchauffée dans un appareil à chauffage solaire et en réintroduisant l'eau chaude dans l'évaporateur à chicanes. Un tel ensemble devrait présenter un rendement thermique intéressant.

[1] Savornin (J.) et Lejeune (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 32.

2. — Propriétés électriques des lames minces de cobalt ;

par Mme F. Savornin,
Laboratoire de Physique M. P. C.,
Faculté des Sciences d'Alger.

On a étudié la variation de la résistance électrique de lames minces de cobalt préparées par évaporation thermique pour des recherches sur la force électromotrice thermoélectrique des couples lame mince de cobalt/argent massif [1]. Les lames évoluent en fonction du temps après leur formation ; leur résistance varie aussi sous l'action de la température.

A) Influence du facteur temps (évolution spontanée). — Les lames de cobalt ont été déposées (sous une pression de 10^{-5} mm de mercure) sur des supports plans en verre portés

soit à la température ambiante (16 à 22 °C),

soit à une température de 175 °C,

puis étudiées dans le même vide, sans exposition à l'air.

1° Pour les lames déposées sur un support à la température ambiante, maintenues à cette température et suivies depuis leur naissance pendant quelques heures, on retrouve les résultats déjà donnés par certains auteurs pour d'autres métaux : le coefficient

$$\delta = \frac{1}{R_s}\frac{\partial R_s}{\partial T},$$

où R_s représente la résistance superficielle et T le temps, est positif pour les lames très minces (épaisseur inférieure à 7 ou 8 mμ) et négatif pour les autres. Au bout d'un temps donné le rapport R/R_0 est d'autant plus grand que R_0 est aussi plus grand (*fig.* 1).

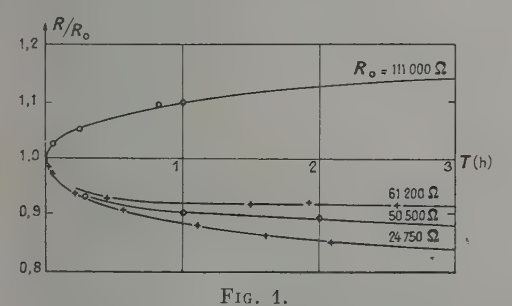


Fig. 1.

2° Pour les lames déposées sur un support à 175° et maintenues à cette température pendant toute l'étude de l'évolution, les résultats sont différents (*fig.* 2).

Pour des *lames continues* (épaisseur de 7 à 40 mμ) à coefficient δ négatif, on obtient un résultat inverse du précédent : plus la lame est épaisse (donc plus R_0 est petit), plus grand est le rapport R/R_0 après un temps donné.

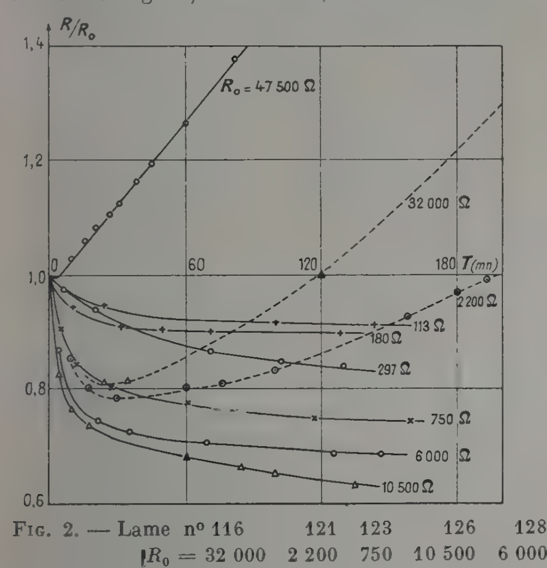


Fig. 2. — Lame n° 116 121 123 126 128
R_0 = 32 000 2 200 750 10 500 6 000

De même, pour les lames très minces, l'évolution n'est pas celle du premier cas. La résistance commence par diminuer, puis augmente, atteignant de nouveau sa valeur initiale, enfin la dépasse. La période séparant la naissance de la lame du moment où elle a repris sa résistance initiale est d'autant plus courte que la lame est plus mince (200 mn pour 10 mμ, 120 pour 8,5 mμ, 3 pour 6 mμ).

On remarque que des lames de 7 à 10 mμ peuvent présenter une évolution semblable

soit à celle des lames continues (nos 126, 128, 123),
soit à celle des lames granulaires (nos 116, 121).

Pour les lames déposées sur support à 175° nos résultats sont en accord avec ceux de Aziz et Scott [2] obtenus sur des couches d'argent.

B) Influence de la température. — Après leur évolution spontanée, les lames ont subi un recuit portant progressivement leur température θ de la valeur ambiante aux environs de 300 °C. Dans ces conditions, la variation de résistance est irréversible. Par contre, au refroidissement elle devient réversible dans le domaine température maximum atteinte-température ambiante et le coefficient

$$\alpha = \frac{1}{R_s}\frac{\partial R_s}{\partial \theta}$$

peut être positif ou négatif.

Au cours de ces études d'échauffement, j'ai effectué des opérations réversibles en partant de différents points entre les températures maxima successives de recuit et la température ambiante, et observé les résultats suivants (la notation α_{100} par exemple représente le coefficient α pour la courbe réversible obtenue entre la température maximum 100° et la température ambiante).

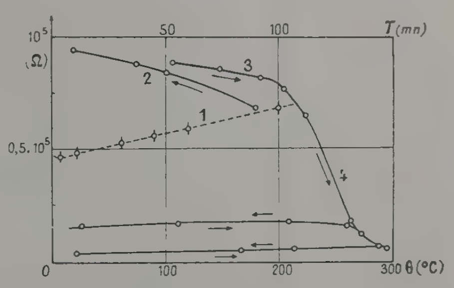


Fig. 3. — Lame n° 127.

1° *Lames préparées sur support froid* (température ambiante), voir tableau ci-dessous.

D'une façon générale, le coefficient de température α de toutes les lames étudiées (épaisseur de 2 à 21 mμ)

N° de la lame	Épaisseur (mμ)				
54	2	$\alpha_{100} < 0$		$\alpha_{200} < 0$	$\alpha_{300} = 4.10^{-4} > 0$
56	5,5		$\alpha_{160} < 0$	$\alpha_{200} \simeq 0$	$\alpha_{290} = 20.10^{-4} > 0$
119	8,5	$\alpha_{100} < 0$		$\alpha_{200} > 0$	$\alpha_{260} = 30.10^{-4} > 0$
118	12	$\alpha_{100} < 0$		$\alpha_{200} > 0$	$\alpha_{300} > 0$
90	14		$\alpha_{130} > 0$		$\alpha_{220} = 42.10^{-4} > 0$
129	15	$\alpha_{100} = 17.10^{-4} > 0$			$\alpha_{300} = 44.10^{-4} > 0$
91	21	$\alpha_{100} > 0$			$\alpha_{300} = 45.10^{-4} > 0$

devient positif quand elles ont été amenées à 300 °C, même si ce coefficient était négatif entre 0 et 100° ou même entre 0 et 200°. De plus, ce coefficient α croît avec l'épaisseur des lames pour atteindre une valeur correspondant au coefficient α du cobalt massif.

2° *Lames préparées sur support chaud* (175°). — Les figures 3 et 4 montrent en fonction du temps (courbe en tirets) et de la température (courbes en traits pleins), les variations de résistance pour les lames nos 127 et 126. Ici encore, on obtient des résultats analogues :

N° de la lame	Épaisseur (mµ)		
127	6	$\alpha_{180} < 0$	$\alpha_{280} = 22.10^{-4} > 0$
126	8	$\alpha_{180} > 0$	$\alpha_{230} = 30.10^{-4} > 0$

Le coefficient α devient positif après un recuit à une température de 280°, même pour la première lame, qui présentait à l'origine toutes les caractéristiques d'une lame lacunaire ($\delta > 0$, $\alpha < 0$). Le recuit semble ainsi produire une transformation de la couche ; celle-ci tend à devenir continue, ce qui peut s'expliquer soit par une agglomération des cristallites, soit par un glissement des agrégats.

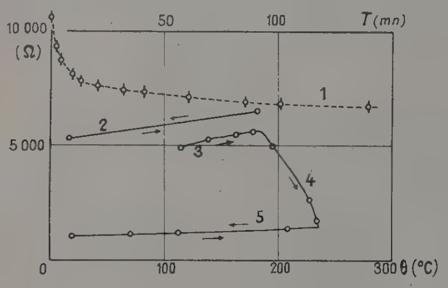


FIG. 4. — Lame n° 126.

C) VARIATIONS DE LA RÉSISTIVITÉ ET DU POUVOIR THERMOÉLECTRIQUE AVEC L'ÉPAISSEUR. — J'ai ensuite étudié l'influence de l'épaisseur sur la résistivité et sur le pouvoir thermoélectrique des lames.

La *résistivité* ρ des lames préparées à chaud a été mesurée après leur évolution spontanée et après un premier chauffage au cours duquel on a étudié les propriétés thermoélectriques. Pour les lames préparées à froid, ρ a été mesurée après le recuit que chacune d'elles subit.

Les résistivités sont toujours mesurées à la température ambiante (16 à 20°) ; j'ai ainsi obtenu en fonction de l'épaisseur équivalente de la lame mince les points de la figure 5. D'une façon générale, ρ diminue quand l'épaisseur augmente, puis semble se stabiliser à partir de 20 mµ ; elle atteint alors 20.10^{-6} Ω.cm, soit une valeur légèrement supérieure à celle du cobalt massif (10 à 15.10^{-6}). De plus, les points obtenus se placent sur trois courbes distinctes : A, contenant la plupart des points ; B, voisine de A ; C, assez éloignée et ne comportant que des lames d'épaisseur inférieure à 10 mµ.

Les lames de la courbe C ont toutes des coefficients δ positif et α négatif. Préparées à chaud, elles sont beaucoup plus résistantes (de 20 à 40 fois) que les lames des courbes B et A. Il faut penser que ces lames sont amorphes ou très peu cristallisées. Si on les recuit

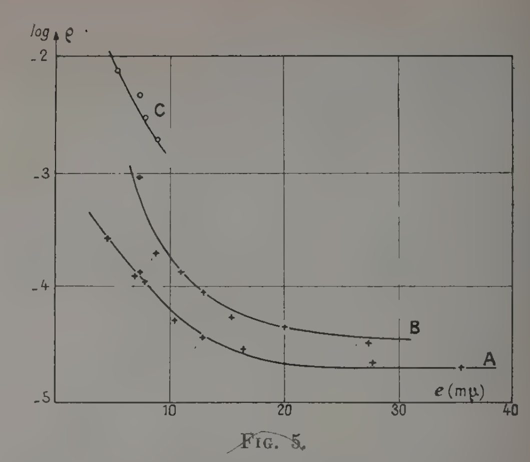


FIG. 5.

à 300°, la résistivité qu'elles présentent après refroidissement se replace sur la courbe A.

La figure 6 donne la valeur du *pouvoir thermoélectrique P* en microvolts par degré, à 200 °C. Ici encore, on trouve deux courbes : sur la courbe B se placent toutes les lames de la courbe B de résistivité ; sur la courbe A se placent les lames des courbes A et C de la figure 5. De plus, on remarque que P augmente avec l'épaisseur des couches et passe par un maximum pour une épaisseur située entre 25 et 30 mµ. Ces résultats sont en accord avec ceux de Reimer [3].

Les lames minces de cobalt se classent ainsi en deux catégories distinctes, correspondant peut-être à des différences de structure cristalline.

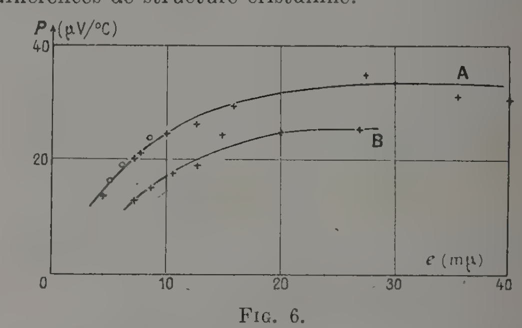


FIG. 6.

[1] SAVORNIN (Mme F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1969 et 1957, **245**, 147.
[2] AZIZ (R.) et SCOTT (G.), *Canad. J. Physics*, 1957, **35**, 785.
[3] REIMER (L.), *Zeits. Naturf.* [A], 1957, **12**, 525.

(*) **3. — Étude du pouvoir thermoélectrique de mélanges de poudres ;**

par M. C. EL BAZ,
Mme F. SAVORNIN et M. J. SAVORNIN,
Laboratoire de Physique M. P. C.,
Faculté des Sciences d'Alger.

Nous avons étudié le pouvoir thermoélectrique (par rapport au cuivre) de mélanges de poudres comprimées sans aller jusqu'à l'obtention d'un solide compact (pression de l'ordre de 1 kg/mm²). Nos mesures ont porté sur les mélanges (NiO, Ni) et (Si, Sb).

Dans le premier cas, pour de faibles concentrations

en nickel on obtient pratiquement le pouvoir thermoélectrique de NiO pur (10^4 µV/°C, mesuré entre 0 et 200 °C), la résistance électrique étant elle-même très grande ; puis, pour une teneur de 25 à 30 % de nickel en volume, on atteint rapidement le pouvoir du nickel pur (30 µV/°C), la résistance électrique étant alors beaucoup plus faible.

Le cas du mélange (Si, Sb) est différent. Nous avons opéré avec des mélanges homogènes de poudres de granulométrie sensiblement constante (diamètre des grains : 80 à 100 µ), comprimées dans un cylindre isolant par serrage d'une presse à vis ; le volume final est 0,5 cm³, la hauteur de la poudre avant compression est 12 mm, après compression 4,5 mm. L'extrémité supérieure du cylindre est refroidie par une circulation d'eau ; l'extrémité inférieure est chauffée par contact avec une pièce massive en laiton placée dans un four. Les températures sont mesurées par des couples thermoélectriques cuivre-constantan ; on opère entre 0 et 200 °C, la f. é. m. thermoélectrique étant mesurée par la méthode potentiométrique sans débit. L'antimoine utilisé présentait un pouvoir thermoélectrique de 45 µV/°C entre 0 et 200°, le silicium (de type p) un pouvoir de 380 µV/°C.

Les résultats (*fig.* 1) montrent que la résistance R

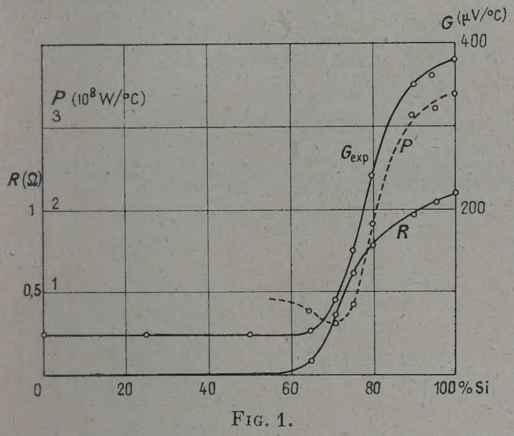


Fig. 1.

et le pouvoir thermoélectrique G restent pratiquement égaux à ceux de l'antimoine pur tant que la teneur en silicium n'atteint pas 60 % ; puis, ils augmentent simultanément jusqu'au pourcentage 100. La puissance P débitée par un tel générateur est maximum et égale à $G^2/4R$ (pour une différence de température de 1°) lorsque la résistance du circuit extérieur est égale à R. Cette puissance diminue légèrement (courbe en tirets de la figure 1), puis croît, lorsque le pourcentage en silicium augmente. A aucun moment, la upissance ne dépasse celle d'un couple poudre de silicium-cuivre, l'augmentation de conductibilité créée par l'antimoine étant compensée par la baisse du pouvoir thermoélectrique.

On peut essayer d'interpréter ces résultats en supposant en première approximation que dans le cylindre comprimé les grains constituent des files parallèles, sans action les unes sur les autres, le pourcentage des grains dans chaque file étant celui du mélange. Si la poudre contient en volume a de silicium et $1-a$ d'antimoine, si R_1 et R_2, g_1 et g_2 représentent la résistance et le pouvoir thermoélectrique du cylindre lorsque $a = 1$ et $a = 0$, si k_1 et k_2 sont les conductibilités thermiques du silicium et de l'antimoine, on trouve que la résistance du cylindre et son pouvoir thermoélectrique sont respectivement :

$$R'_1 = R_1\, a + R_2\,(1-a), \qquad G'_1 = \frac{g_1 \dfrac{a}{k_1} + g_2 \dfrac{1-a}{k_2}}{\dfrac{a}{k_1} + \dfrac{1-a}{k_2}}.$$

Ce sont les valeurs que présenterait une juxtaposition de tous les grains de silicium du mélange, suivis de tous les grains d'antimoine (Si et Sb disposés « en série »). La courbe représentant G'_1 en fonction de a (*fig.* 2) augmente régulièrement lorsque a croît

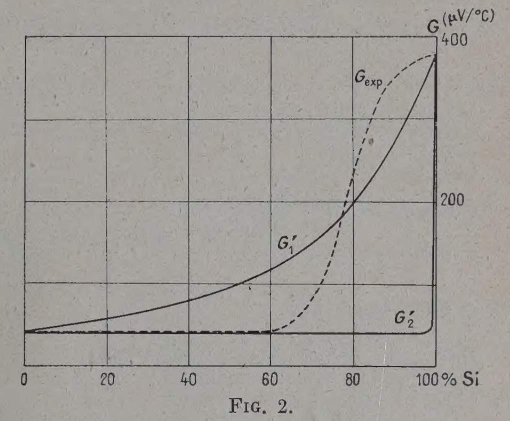


Fig. 2.

de 0 à 1, plus rapidement d'abord, puis moins rapidement que la courbe expérimentale. R'_1 croît linéairement en fonction de a.

On peut attribuer les écarts avec l'expérience à l'hétérogénéité de la poudre ; si l'on considère que l'une des files contient un pourcentage a modifié de Δa, le calcul montre que la résistance et le pouvoir thermoélectrique deviennent

$$R = R'_2\,\Delta a + R'_1\,(1-\Delta a),$$
$$G = G'_2\,\Delta a + G'_1\,(1-\Delta a),$$

R'_2 et G'_2 étant les valeurs correspondant aux cylindres de poudres comportant des files formées uniquement de silicium ou uniquement d'antimoine (Si et Sb disposés « en parallèle ») :

$$\frac{1}{R'_2} = \frac{a}{R_1} + \frac{1-a}{R_2}, \qquad G'_2 = \frac{g_1 \dfrac{a}{R_1} + g_2 \dfrac{1-a}{R_2}}{\dfrac{a}{R_1} + \dfrac{1-a}{R_2}}.$$

On peut alors calculer la fluctuation moyenne $\overline{\Delta a}$ pour un mélange déterminé au moyen de la valeur expérimentale de la résistance :

$$\overline{\Delta a} = \frac{R_{\text{exp}} - R'_1}{R'_2 - R'_1};$$

cette valeur permet de calculer G. On retrouve ainsi les valeurs fournies pour G par l'expérience, lorsque a varie de 0 à 0,75. Pour $a > 0,75$, les écarts sont considérables ; cela ne doit pas surprendre, puisque nous avons dans le calcul supposé les files indépendantes les unes des autres, à la fois au point de vue électrique et au point de vue thermique ; or il est probable que de telles interactions existent.

BILAN AU 31 OCTOBRE 1957

ACTIF

		Décomposition.	Totaux.
Titres déposés (Crédit Lyonnais et Agent de change)			7 560 140
1° Placement du fonds de réserve		904 454	
2° Placement des disponibilités		6 655 686	
Dépôts et cautionnements :			
Cautionnement de garantie vis-à-vis du Grand Palais		100 000	100 000
Réalisable disponible			10 435 935
Crédit Lyonnais		4 036 699	
Chèques postaux		6 081 791	
Agent de change		76 448	
Chez Gauthier-Villars		56 728	
Caisse Société { M. Poulard	16 366	25 841	
Caisse Société { M. Ménet	9 475		
Caisse Exposition		158 428	
Éléments extra-comptables :			
431 actions du *Journal de Physique*.			
Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars.			
Cotisations à recouvrer, estimées	450 000		
Créances sur exposants, estimées	770 730		
Total de l'Actif		18 096 075	18 096 075

PASSIF

			Décomposition.	Totaux.
Fonds de réserve				904 454
Situation au Bilan du 31 octobre 1956			861 954	
Cotisations des Membres à vie			42 500	
Le total est représenté par des titres.				
Provisions libres				14 069 653
Situation au Bilan du 31 octobre 1956			12 085 825	
Solde créditeur du compte des Ressources et des Charges de l'exercice, annexé au Bilan	Société — 1 425 282 Exposition + 3 409 110		1 983 828	
Le total est représenté par { Titres	6 655 686			
Le total est représenté par { Espèces	7 413 967			
Journal de Physique				1 215 832
Situation au Bilan du 31 octobre 1956		+	684 656	
Versement effectué en 1957		—	684 656	
Rétrocession des 6/10ᵉ du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice.		+	1 215 832	
Le total est représenté par des espèces.				
Comité français de Physique				1 906 136
Situation au Bilan du 31 octobre 1956			1 388 719	
Subventions pour frais de missions	+ 3 373 000		517 417	
Dépenses et virements	— 2 855 583			
Total du Passif égal à celui de l'Actif			18 096 075	18 096 075

Compte global des Ressources et des Charges

au cours de l'Exercice 1956-1957

		Charges.	Ressources.
Cotisations encaissées :			2 026 387
au titre de l'exercice 1957	1 318 207		
cotisations arriérées	682 380		
cotisations anticipées	25 800		
Rétrocession des 6/10e des cotisations au *Journal de Physique*		1 215 832	
Ressources diverses suivant détail 1re annexe (Société proprement dite)			337 710
Frais généraux de fonctionnement suivant détail 1re annexe (Société proprement dite)		2 573 547	
Ressources suivant détail 2e annexe (Exposition)			15 318 165
Frais et charges suivant détail 2e annexe (Exposition)		11 909 055	
SOLDE CRÉDITEUR du compte des Ressources et des Charges de l'exercice (reporté aux PROVISIONS LIBRES).			
Balance { Société	— 1 425 282	1 983 828	
Balance { Exposition	+ 3 409 110		
		17 682 262	17 682 262

Première annexe au compte des Ressources et des Charges (Société proprement dite)

Ressources diverses :

Encaissements divers		745
Cotisation de la Section d'Optique		250
Droits d'inscription		4 900
Dons sans affectations particulières (Kodak, 50 000 ; Paine, 1 000)		51 000
Intérêts sur titres en portefeuille		274 800
Intérêts et agios bancaires		6 015
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Société)		337 710

Frais généraux de fonctionnement :

Salaires et traitements	329 700	
Sécurité sociale et impôts cédulaires	18 309	
Contribution mobilière	2 700	
Téléphone	42 791	
Frais généraux de bureau et de secrétariat comprenant : circulaires et tirages, 113 568 ; étiquettes et convocations, 183 028 ; frais de bureau et timbres, 31 891 ; timbres rappel cotisations, 23 635 ; frais divers, 37 021	389 143	
Sépulture Fresnel	2 301	
Frais de déplacement	467 920	
Colloques	402 170	
Réceptions de délégations étrangères	134 414	
Prix de fondation	150 000	
Prix Holweck	100 000	
Cotisations diverses	47 500	
Prix du Concours général	45 228	
Annuaire 1957	379 178	
Prix, médailles, divers	1 893	
Dîner avril 1957	60 300	
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Société)	2 573 547	

Deuxième annexe au compte des Ressources et des Charges (Exposition)

		Charges.	Ressources.
Ressources :			
Recouvrements Exposition 1956			103 460
Recouvrements Expositions antérieures			3 000
Recettes Exposition 1957			15 211 705
comprenant : location emplacements	10 428 000		
assurances	62 800		
catalogue, pages techniques et clichés	2 546 050		
catalogue, pages publicitaires et clichés	1 581 625		
divers	206 330		
recettes sur vente catalogue 1956	21 500		
recettes sur vente catalogue 1957	365 400		
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Exposition)			15 318 165
Détail des frais et charges :			
Traitement des Agents		1 035 000	
Impôts cédulaires et Sécurité sociale		231 978	
Téléphone rue Cuvier		40 285	
Frais divers bureau et secrétariat		75 358	
Location galeries Grand Palais et enregistrement		304 200	
Vignettes, affiches, panneaux, etc.		92 960	
Téléphone Exposition Grand Palais		202 210	
Garniture, bardages, tapis, etc.		1 975 120	
Éclairage, permanence		1 288 118	
Assurances		32 135	
Ameublement		33 331	
Menuiserie (bardages)		2 069 288	
Nettoyage		100 000	
Plans et tirages		138 284	
Douanes		15 000	
Honoraires architecte (1956-1957)		69 658	
Enseigne lumineuse		87 000	
Gardiennage		472 738	
Sonorisation		106 815	
Commission sur publicité catalogue		210 110	
Travaux de serrurerie (démontage et remontage de portes)		72 701	
Abonnement revue		1 800	
Réunions		25 815	
Étrennes et gratifications		18 320	
Catalogue (composition, impression, papier, etc.)		3 210 831	
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Exposition)		11 909 055	

STATISTIQUE et RÉPARTITION DES MEMBRES au 1er novembre 1957

Sociétaires	Seine et Seine-et-Oise	Départements et Union française	Étranger	Totaux
Membres honoraires	3		10	13
Membres à vie	130	55	31	216
Membres titulaires	503	273	101	877
Collectivités	64	33	12	109
Membre junior	1			1
Totaux partiels	701	361	154	
Total général				1 216

Sociétaires décédés en 1956-1957 : 10 dont 6 Membres à vie.
Démissions en 1956-1957 : 16 dont 5 collectivités.
Admissions en 1956-1957 :
Seine et Seine-et-Oise .... 49 dont 1 collectivité.
Départements et Union ...... 23 dont 2 collectivités.
Étranger .... 6.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 4e trimestre 1958. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).